

**LE DELTA DANS LES NOYAUX.
EXPERIENCES.**

Michèle ROY-STEPHAN
IPN Orsay. F-91406 Orsay Cédex.

LE DELTA DANS LES NOYAUX. EXPERIENCES.

Michèle ROY-STEPHAN
IPN Orsay. F-91406 Orsay Cédex.

Je traiterai de l'excitation du Δ sous l'angle expérimental. Je comparerai l'excitation dans les noyaux à l'excitation du Δ libre. Je passerai en revue les différentes sondes, afin d'en dégager les traits caractéristiques.

Experimental aspects of the Δ excitation will be presented. The Δ excitation in nuclei will be compared to the free Δ excitation. Various probes will be reviewed and their specific features will be underlined.

Introduction.

Ce cours sera l'illustration expérimentale du cours de J. Delorme. Le lecteur sera donc amené à faire des aller-retours entre les deux cours, qu'il veuille bien nous en excuser. La nature du Δ sera expliquée par J. Delorme. Du point de vue expérimental, il se présente comme la première résonance du système π -nucléon : résonance dans l'onde P_{33} ($J=3/2$, $T=3/2$) à la masse $M \simeq 1232$ MeV avec une largeur $\Gamma \simeq 115$ MeV. Cette résonance domine le système π -nucléon depuis le seuil jusqu'à des masses supérieures à 1300 MeV. Le Δ est également une excitation dominante en photoproduction de π . Je présenterai l'excitation du Δ libre en diffusion élastique de π , en photoproduction de π et en diffusion inélastique d'électrons sur le nucléon. L'excitation du Δ par π (interaction forte) et l'excitation du Δ par γ (interaction électromagnétique) sont de nature différente. Ce qui se traduit par une dynamique différente, en π et en γ , pour l'excitation du Δ libre ou celle du Δ dans les noyaux.

Nous examinerons les questions suivantes : le Δ garde-t-il son identité dans le noyau? Subit-il des effets de milieu? Ces effets dépendent-ils de la sonde? Je comparerai l'excitation du Δ dans les noyaux et celle du Δ libre, avec des photons, des électrons, des π et en réaction d'échange de charge. Nous constaterons un fort contraste entre la réponse du noyau aux sondes électromagnétiques et aux sondes hadroniques. La théorie prédit un mode collectif du noyau à haute énergie provoqué par des corrélations Δ -trou induites par l'échange d'un π : la propagation cohérente de ce pion se produit par l'intermédiaire de la création puis de la désexcitation d'états Δ -trous sur son passage. Ce mode existe-t-il et comment se manifeste-t-il expérimentalement?

Pour le Δ dans les noyaux on se référera plutôt à l'image du Δ comme état excité du nucléon obtenu par simple basculement du spin et de l'isospin d'un quark. Nous verrons, par exemple, qu'en échange de charge le Δ et les modes de spin-isospin du noyau apparaissent sur un pied d'égalité. Le π joue un rôle particulier dans la réponse de spin-isospin des noyaux, puisque l'interaction nucléon-nucléon dans le canal de spin-isospin peut être décrite par l'échange des mésons π et ρ et par des corrélations à courte portée dont l'importance est encore débattue. La réponse de spin-isospin du noyau dans la région du Δ et dans celle du quasi-libre, dépend

entièrement du conflit qui se joue entre l'effet attractif à longue portée du π et l'effet répulsif à courte portée. Les programmes expérimentaux actuels (spécialement les mesures d'observables de spin) doivent permettre de savoir qui l'emporte.

I. Production Élémentaire.

A) Diffusion π - nucléon.

1) Résultats expérimentaux.

Considérons les sections efficaces $\pi^+ + p$ et $\pi^- + p$ représentées sur la figure 1. Dans les données $\pi^+ p$ le pic correspondant au $\Delta(1232)$ domine les spectres depuis le seuil jusqu'à une masse invariante de 1500 MeV. Puis d'autres résonances se manifestent dans le canal d'isospin $T=3/2$. L'état d'isospin $T=1/2$ n'est pas interdit pour le système $\pi^- p$ contrairement au système $\pi^+ p$. Les données $\pi^- p$ traduisent en plus, l'existence de résonances $T=1/2$. Ceci explique que vers une masse invariante de 1350 MeV, le Δ s'efface devant d'autres résonances du système $\pi^- p$.

La mise en évidence de la résonance Δ date des débuts de la physique des pions. On retrouve le nom de E. Fermi associé aux premières mesures qui au cyclotron de CHICAGO⁶⁾ ont permis d'atteindre le sommet de la résonance. Depuis, de nombreuses données ont été rassemblées. Dans la gamme d'énergie de π qui importe ici, c'est à dire jusqu'à 300 MeV, la production d'un deuxième π est négligeable. Seuls les canaux élastiques doivent être considérés, soit pour le système $\pi^+ p$:

$$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \quad (1)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^- p \quad (2)$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (3)$$

Ces réactions ont été étudiées notamment au synchrocyclotron du CERN⁷⁾, dans les années 70, puis dans les usines à pions : LAMPF, SIN et TRIUMF. Les sections efficaces intégrées $\pi^+ p$ et $\pi^- p$ ont été mesurées ainsi que les distributions angulaires et des observables de spin, en utilisant des cibles d'Hydrogène polarisé ou en analysant la polarisation du proton de recul. Les expériences sont citées dans la référence 3 et il existe des compilations des résultats expérimentaux⁴⁾.

2) Interprétation. Analyses en déphasages.

Toutes ces données servent de base à une analyse phénoménologique : Dans un premier temps, une analyse en ondes partielles³⁾ permet de définir les déphasages[†] des amplitudes des

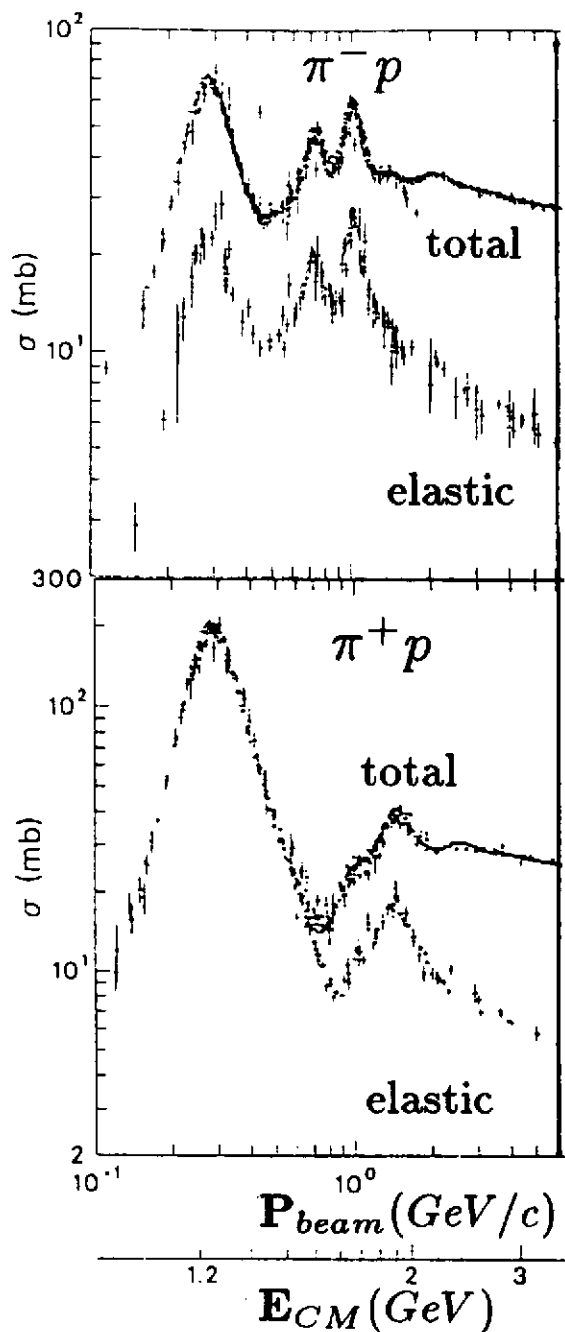


Fig. 1. Sections efficaces totales et sections efficaces élastiques $\pi^+ + p$ et $\pi^- + p$ (figure tirée de la référence 1). En abscisse l'impulsion du π notée P_{beam} et la masse invariante du système π -nucléon notée E_{CM} que nous appellerons M^* dans la suite de l'exposé.

[†] On trouvera dans l'appendice 1 quelques définitions et notations relatives aux résonances.

différentes ondes aux énergies où des données existent ou peuvent être interpolées. Des résonances apparaissent dans certaines ondes. La masse de la résonance est définie comme l'énergie du système π -nucléon pour laquelle le déphasage passe par 90° (la définition est plus compliquée lorsqu'il faut tenir compte d'un fond, ce qui n'est pratiquement pas le cas ici). On peut définir aussi la largeur en paramétrisant le déphasage (voir l'appendice 1).

L'onde P_{33} ($J=3/2, T=3/2$) est résonnante. La masse et la largeur moyennées sur les états de charge sont :

$$M_\Delta = 1232 \pm 3 \text{ MeV et} \\ \Gamma_\Delta = 116 \pm 5 \text{ MeV}$$

Masse et largeur dépendent à la fois de l'état de charge et de l'analyse en déphasages considérée. Avec le temps on constate que pour chaque état de charge, les valeurs des masses convergent, mais les largeurs restent plus dispersées¹⁾. Dans l'ordre des incertitudes croissantes sur les paramètres, on trouve : le Δ^{++} qui est étudié par réaction π^+p , le Δ^0 qui est étudié par réaction π^-p et le Δ^+ qui est étudié par réaction γp . Le Δ^- qui correspond à π^-n n'est pas directement accessible.

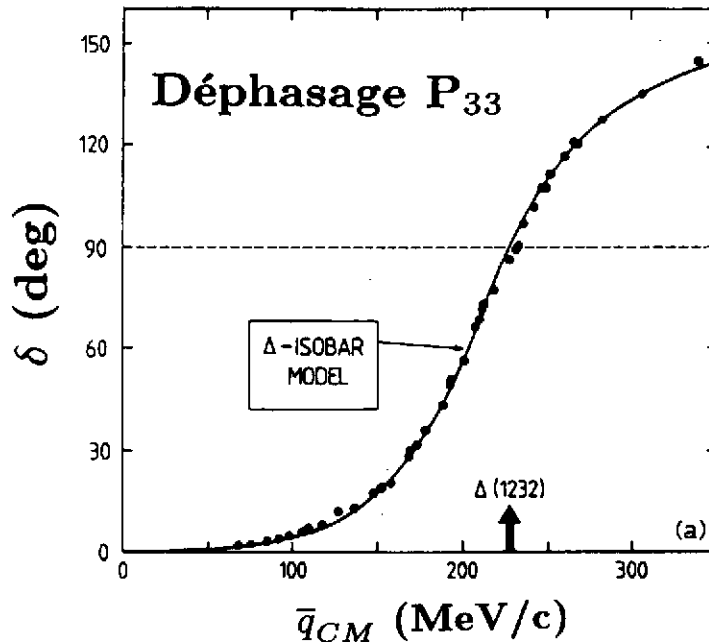


Fig. 2. Déphasages phénoménologiques P_{33} en fonction de l'impulsion du π dans le centre de masse, comparés aux prédictions du modèle Isobare relativiste^{e)}.

Les amplitudes déduites des analyses en déphasages peuvent être comparées aux amplitudes calculées dans le cadre des modèles théoriques. A ce sujet on se reportera au cours de J. Delorme. Sur la figure 2 on voit que le déphasage P_{33} passe par 90° à l'énergie de 1232 MeV.

La figure 3 permet d'apprécier combien les autres ondes jouent peu. Sur cette figure on peut comparer les sections efficaces expérimentales et les sections efficaces partielles dans l'onde P_{33} calculées⁸⁾ à partir d'une analyse en déphasages. A la résonance les sections efficaces des processus (1), (2) et (3) sont pratiquement dans le rapport des coefficients de couplage d'isospin pour des états $T=3/2$, soit $9 \div 2 \div 1$. Pour le système π^+p , la contribution non résonnante est parfaitement négligeable. La situation est un peu moins favorable au Δ dans le système π^-p , car le couplage d'isospin favorise les contributions $T=1/2$ d'un facteur 2 par rapport aux contributions $T=3/2$. En utilisant les analyses en déphasages récentes³⁾, on trouve que, pour l'ensemble des canaux π^-p , sur une plage de ± 60 MeV autour de la masse du Δ , les

contributions non résonnantes représentent entre 5 et 7% de la section efficace maximum.

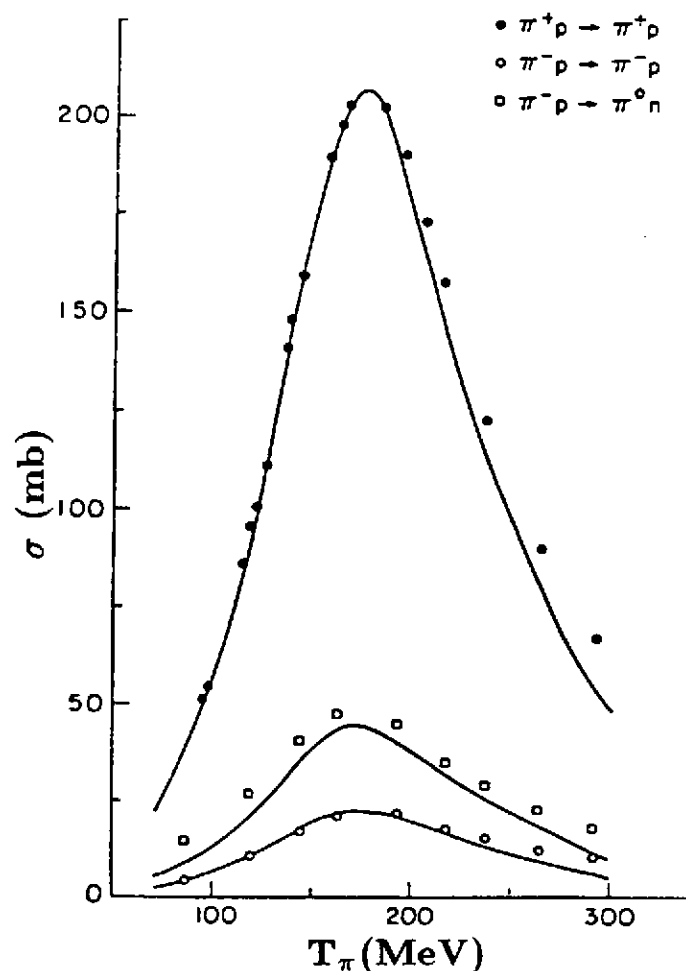


Fig. 3. Sections efficaces intégrées pour les réactions $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ et $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ en fonction de l'énergie cinétique du π dans le laboratoire⁸.

B) Photoproduction de π sur le nucléon.

1) Résultats expérimentaux

Il existe quatre canaux de photoproduction de π sur le nucléon.[†]

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ n \quad (1a)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 p \quad (1b)$$

$$\gamma n \rightarrow \pi^- p \quad (2a)$$

$$\gamma n \rightarrow \pi^0 n \quad (2b)$$

Expérimentalement, les processus (2a) et (2b) de photoproduction sur le neutron ne sont pas directement accessibles. Deux possibilités ont été exploitées : - soit étudier le processus quasi-libre sur le neutron en utilisant une cible de deutérium, - soit pour le canal (2a), étudier la réaction inverse. Pour les canaux (1a) et (1b), les sections efficaces intégrées et différentielles ont été mesurées. Des observables de spin ont également été mesurées en utilisant des photons polarisés, ou une cible d'Hydrogène polarisé ou en analysant la polarisation du proton de recul. Mais ces mesures d'observables de spin sont rares.

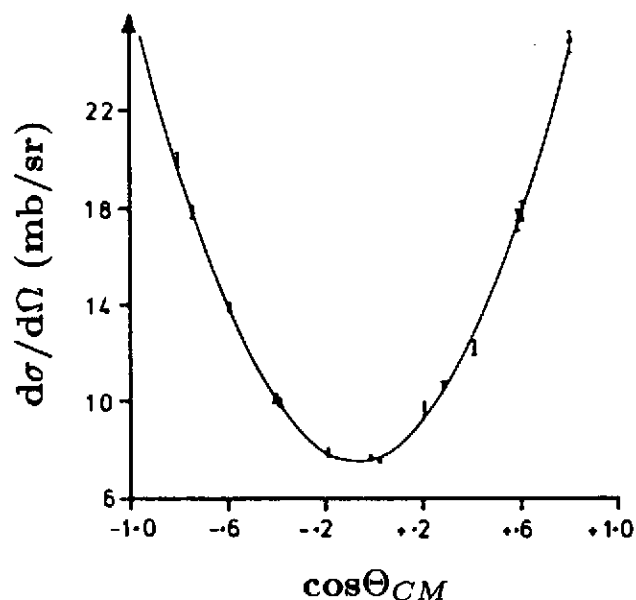


Fig. 4. Distribution angulaire dans le centre de masse de la diffusion élastique π^+p à $T_\pi=194.3$ MeV⁷⁾.

On verra plus tard qu'en photoproduction, le fond dans l'onde S est nettement plus important en valeur relative. On peut voir sur la figure 4 que la distribution angulaire centre de masse de la diffusion π^+p au sommet de la résonance suit presque parfaitement une loi en $\cos^2\theta$ caractéristique d'une onde P⁷⁾.

[†] L'appendice 2 donne l'expression de quelques grandeurs cinématiques en absorption de γ et de π sur le nucléon.

La figure 5 rassemble les données existantes de section efficace totale d'absorption de photons¹⁾ par le proton : $\sigma_{tot}(\gamma p)$. Dans ce spectre la structure la plus prononcée correspond au Δ qui est responsable du maximum vers 300 MeV. Des résonances plus lourdes, $D_{13}(1520)$ et $F_{15}(1680)$ par exemple, créent des pics moins intenses. On notera l'échelle en section efficace : environ 500 μb au sommet de la résonance Δ à comparer avec 200 mb dans le cas de la diffusion élastique $\pi^+ p$.

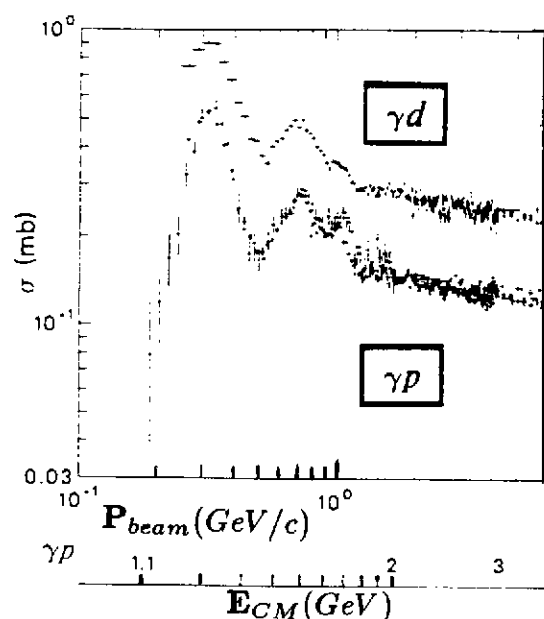


Fig. 5. Sections efficaces totales¹⁾ γp et γd en fonction de l'impulsion du γ ou de la masse invariante π -nucléon.

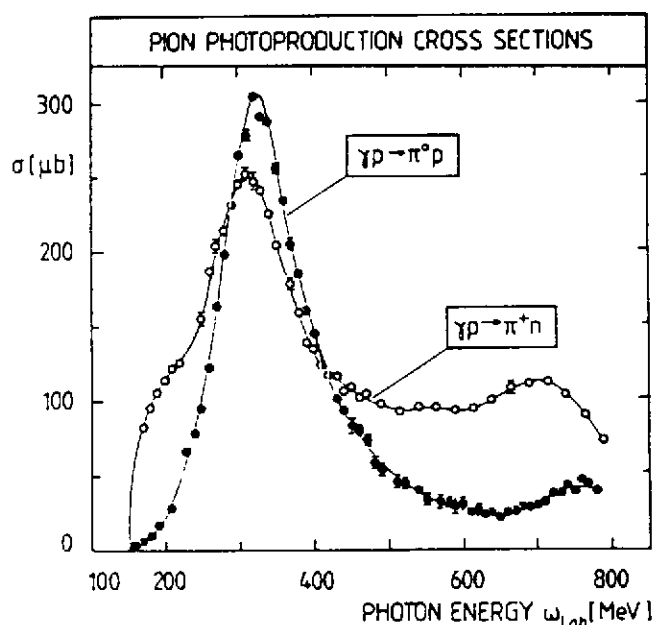


Fig. 6. Sections efficaces des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (figure tirée de la référence a).

Pour illustrer différentes techniques expérimentales, je citerai quelques expériences. Des mesures de $\sigma_{tot}(\gamma p)$ et $\sigma_{tot}(\gamma d)$ ont été réalisées à DARESBURY⁹⁾ avec un faisceau de photons de freinage étiquetés[†] d'énergie comprise entre 265 MeV et 4.215 GeV. Un détecteur hadronique entourant la cible d'Hydrogène liquide détectait les produits chargés et les π^0 . La mesure sur le Deuterium a été effectuée pour déterminer $\sigma_{tot}(\gamma n)$ en soustrayant $\sigma_{tot}(\gamma p)$ de $\sigma_{tot}(\gamma d)$. Cette soustraction ne peut se faire brutalement car le mouvement de Fermi du neutron dans le deuton élargit et déplace les pics, d'où une incertitude supplémentaire. De fait $\sigma_{tot}(\gamma n)$ obtenue ainsi est sensiblement différente de $\sigma_{tot}(\gamma p)$. Mais il est difficile d'estimer quelle est la part des effets physiques : poids des différentes ondes partielles dans les différents canaux et quelle est la part d'erreur liée au traitement du mouvement de Fermi et de la diffusion multiple par exemple. Il est bon de garder en mémoire l'incertitude sur $\sigma_{tot}(\gamma n)$ lorsqu'on comparera la photoproduction de Δ dans les noyaux à la photoproduction de Δ libre.

Une méthode plus prudente pour extraire la section efficace différentielle de la réaction $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ à partir de $(\gamma + d)$ a été employée à l'INS de Tokyo¹⁰⁾ Pour obtenir la section efficace de $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ libre, on applique à la section efficace $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ quasi-libre un facteur de correction déterminé en comparant $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ sur le proton libre et sur le proton lié. Les distributions

[†] Etiquetage signifie qu'on reconstitue l'énergie du γ responsable de la réaction. Cette méthode permet d'utiliser un spectre continu en énergie (photons de freinage) ou de s'affranchir du fond de freinage dans le cas des photons monochromatiques d'annihilation : on mesure l'énergie de l'électron associé (premier cas) ou l'angle du deuxième γ (second cas).

angulaires ont été mesurées en utilisant un spectre continu de photons de freinage. Les pions étaient détectés dans un spectromètre.

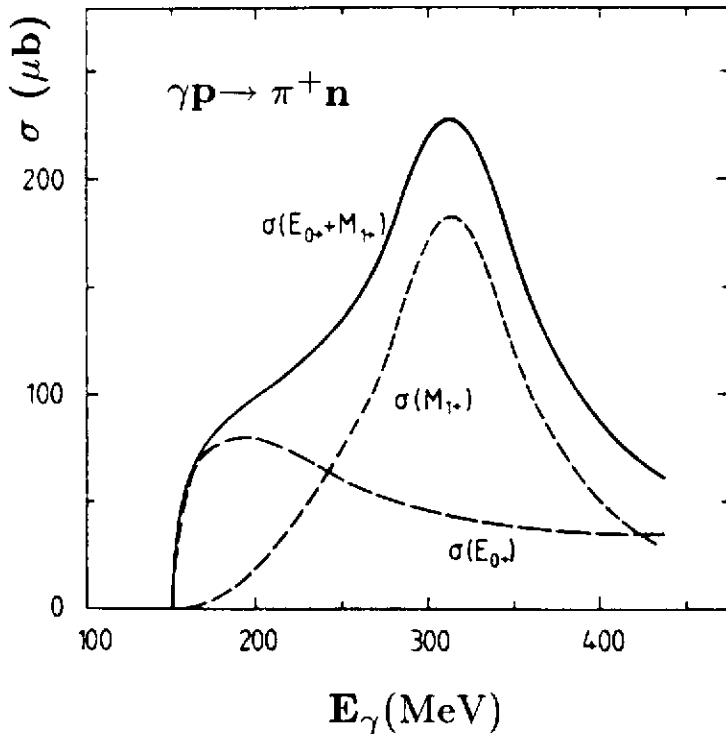


Fig. 7. Décomposition de la section efficace dipolaire $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, suivant les multipôles E_{0+} et M_{1+} (figure tirée de la réf. a).

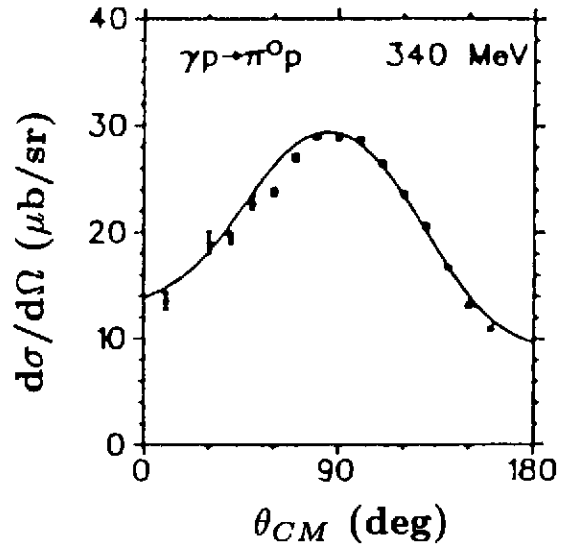


Fig. 8. Distribution angulaire¹⁴⁾ centre de masse de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ à 340 MeV d'énergie γ .

Un exemple d'étude de la réaction inverse $\pi^- p \rightarrow \gamma n$ est donné par un travail récent à TRIUMF¹¹⁾. Les γ de capture radiative étaient détectés dans un scintillateur NaI de très grand vol-

ume. La séparation des γ de capture radiative est bonne en dessous de 125 MeV de π . Les distributions angulaires ont été mesurées et σ_{tot} a été déduite par intégration. En comparant l'ensemble des résultats existants, en cinématique directe et en cinématique inverse, on constate que l'accord entre les expériences est bon, compte tenu des barres d'erreur des expériences antérieures. Mais à cause de la très bonne précision de ces nouvelles mesures, il apparaît un désaccord significatif (environ 15 %) avec les résultats des modèles théoriques existants. C'est pourquoi les auteurs posent directement la question : Faut-il reprendre les analyses en multipôles?

2) Interprétation : Analyse en Multipôles.

La figure 6 présente les sections efficaces totales des réactions $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ et $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ apparaît comme totalement dominée par la résonance Δ . Pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, le Δ domine aussi, mais une contribution non résonnante est importante également, dès le seuil et sous la résonance. Ces comportements s'expliquent dans les analyses en multipôles^{12,13)}.

Dans une analyse en multipôles de l'amplitude de photoproduction, on note $M_{l\pm}^{(T)}$ et $E_{l\pm}^{(T)}$ les multipôles magnétiques et électriques. l est le moment angulaire du π , $j = |l \pm 1/2|$ est le moment angulaire total du système πN et T son isospin. Remarquons que les phases des multipôles sont fixées par les données de la diffusion π Nucléon, car les données de γN ne sont pas suffisamment contraignantes, sauf pour $M_{1+}^{(3/2)}$.

Aux énergies de γ correspondant à l'excitation du Δ , seules jouent un rôle, les transitions dipolaires électriques et magnétiques. Les multipôles suivant dominent :

M_{1+} pour $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$,

E_{0+} et M_{1+} pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$.

L'amplitude $M_{1+}^{(3/2)}$ est résonnante, elle correspond à la production de la résonance Δ . E_{0+} correspond au π dans l'onde S. Un argument qualitatif simple, basé sur une analogie avec le moment dipolaire classique du système πN permet de comprendre l'importance relative de l'onde S dans les différents canaux de photoproduction (ref. a, page 276).

Ceci est illustré sur la figure 7 qui montre la décomposition de la section efficace dipolaire pour le processus $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. L'importance de la contribution de l'onde S en photoproduction contraste avec la situation de la diffusion π Nucléon (Si on compare les canaux où la contribution non résonnante est la plus importante on trouve 20% des π dans l'onde S en $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, contre 7% en $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ au maximum de la résonance; la différence entre photoproduction et diffusion de π s'accroît encore quand on se rapproche du seuil). Une autre différence est illustrée sur la figure 8 qui montre la distribution angulaire de la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ au sommet de la résonance¹⁴). Cette distribution est maximum à 90° et minimum à 0° et 180° , contrairement à la distribution angulaire de la diffusion πp , qui est piquée à 0° et 180° . Ceci est une conséquence évidente des couplages de spin orthogonaux aux vertex $\gamma N \Delta$ et $\pi N \Delta$

- $\gamma N \Delta$: couplage transverse $(S^\dagger \times \vec{k}) \cdot \vec{\epsilon}$

- $\pi N \Delta$: couplage longitudinal $S^\dagger \cdot \vec{q}$

Où S^\dagger est l'opérateur de transition de spin $N \rightarrow \Delta$, \vec{k} l'impulsion du γ , \vec{q} celle du π et $\vec{\epsilon}$ le vecteur polarisation du γ . Nous verrons par la suite quel contraste en résulte pour l'excitation du Δ dans les noyaux par les sondes électromagnétiques et par les sondes hadroniques.

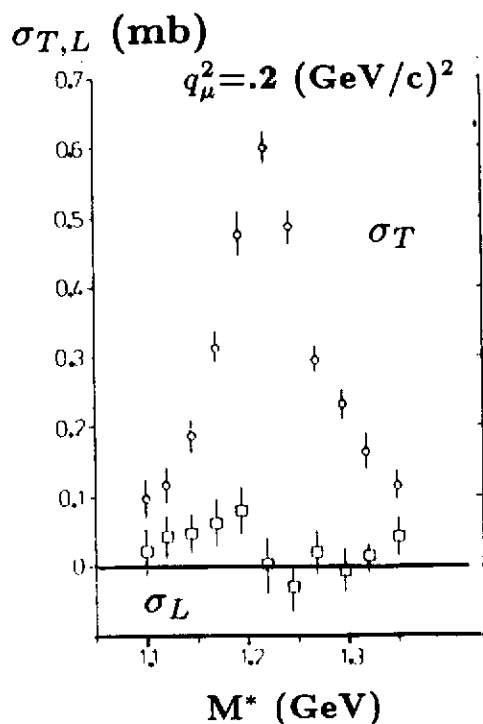


Fig. 9. Section efficace transverse σ_T et longitudinale σ_L de l'électroproduction de π sur p, en fonction de la masse invariante M^* du système πN ¹⁵).

C) Diffusion inélastique d'électrons sur le nucléon.

Deux expériences réalisées à BONN¹⁵) et à DESY¹⁶) ont permis d'effectuer une séparation longitudinale - transverse† pour la réaction d'électroproduction de π sur le proton dans la région du Δ pour des valeurs du carré du quadrimoment transféré q_μ^2 comprises entre 0.2 et 0.8 (GeV/c)². La figure 9 représente, à 0.2 (GeV/c)², la section efficace longitudinale et la section efficace transverse, en fonction de la masse invariante. La section efficace longitudinale σ_L ou électrique traduit la réponse de charge et la section efficace transverse σ_T la réponse magnétique. Le pic du Δ apparaît dans la réponse transverse, ce qui est attendu puisque le Δ est une excitation M_1 . Par contre la réponse longitudinale est nulle partout sauf aux petites masses invariantes, ce qui rappelle le rôle de la composante E_{0+} dans la photoproduction. La variation de σ_T en fonction du quadrimoment transféré permet de déterminer le facteur de forme magnétique dipolaire de transition $G_M^*(q_\mu^2)$. Mais les données sont trop peu nombreuses pour permettre une séparation en multipôles.

† Quelques formules relatives à la diffusion d'électrons sont données dans l'appendice 3.

II. Excitation du Δ dans les noyaux.

A) Introduction

Sans anticiper sur le cours de J. Delorme, je me contenterai de recenser les différents effets de milieu qui peuvent se traduire par tel ou tel fait expérimental que je présenterai. En suivant le modèle Δ -trou sous son aspect le plus phénoménologique^{17,19,20,21,22}, on voit que le Δ subit les effets de milieu suivants :

- un potentiel de liaison sensiblement identique à celui du nucléon.
- le Principe de Pauli qui réduit la largeur du Δ en bloquant le nucléon résultant de la désintégration quasi-libre : $\Delta \rightarrow N + \pi$.
- l'absorption. En premier lieu : $\Delta + N \rightarrow N + N$ qui couple l'état Δ -trou aux états 2 particules-2 trous et peut-être davantage. Nous verrons plusieurs expériences en coïncidences, réalisées pour savoir combien de nucléons participent au processus d'absorption. L'absorption augmente la largeur du Δ dans le milieu. Dans le modèle Δ -trou elle se traduit aussi par une répulsion qui neutralise la moitié de l'énergie de liaison. Les effets cités jusqu'à maintenant, ne dépendent pas de la nature de la sonde, si ce n'est par le biais de la pénétrabilité, puisque l'importance des effets dépend de la densité. Mais il existe un effet spécifique aux sondes hadroniques :
- les corrélations fortement attractives dues à la propagation cohérente du π échangé entre le Δ et le trou. Le π rediffuse en laissant le noyau dans son état fondamental : une onde cohérente se développe vers l'avant. Cette cohérence vers l'avant ne peut se développer en absorption de γ à cause des couplages de spin orthogonaux aux vertex $\gamma N \Delta$ et $\pi N \Delta$. Avec des π réels ces corrélations s'accompagnent d'un élargissement très important. Qu'en est-il des π virtuels? L'amortissement est-il moins rapide et l'effet collectif plus intense comme le prévoit la théorie?

B) Excitations du Δ dans les noyaux par les sondes électromagnétiques.

1) Photons réels.

a) Section efficace totale d'absorption de photons.

Différentes techniques expérimentales ont été employées pour mesurer les sections efficaces totales d'absorption de photons sur de nombreux noyaux de ^9Be à ^{238}U .

- A MAINZ²³) la méthode d'atténuation employée ne peut s'appliquer qu'aux noyaux légers.
- A BONN²⁴) un faisceau de photons de freinage étiquetés a été employé avec des cibles de ^9Be , ^{12}C et ^{208}Pb , à des énergies allant de 215 MeV à 390 MeV. La détection des produits hadroniques était réalisée par un ensemble de télescopes de scintillateurs couvrant 2.4% de 4π . La section efficace était obtenue par extrapolation au moyen d'un code Monte-Carlo. Ce qui introduisait un grand facteur d'incertitude dans le cas des noyaux lourds. Les résultats obtenus sur ^{208}Pb par cette technique sont en désaccord avec les résultats des autres expériences et doivent être renormalisés.

- A BONN²⁵) une collaboration Bonn, Giessen, Mainz, Saclay a mesuré les sections efficaces de Photofission de ^{235}U et ^{238}U en utilisant un faisceau de photons de freinage étiquetés. Cette méthode fournit une limite inférieure vraisemblablement très proche de la section efficace totale.

- A l'ALS²⁶) un faisceau de photons monochromatiques produit par annihilation en vol de positons a été employé pour mesurer la section efficace $^{208}\text{Pb}(\gamma, xn)$ avec $x \geq 2$. Les neutrons étaient détectés dans une sphère remplie de 500 litres de scintillateur liquide. Une correction d'environ 10% était appliquée pour tenir compte des événements à 1 neutron ou sans neutron. Cette méthode est appropriée pour les noyaux lourds, $A \geq 150$. Dans le cas de ^{208}Pb , la résonance a été décrite de 145 à 440 MeV d'énergie de photon. De plus, des mesures à deux énergies de photon sur plusieurs noyaux ont permis d'étudier la variation de la section efficace en fonction du numéro atomique A de la cible. Aux deux énergies étudiées on a trouvé que la section efficace

était proportionnelle à A sur toute la plage en masse où la technique expérimentale est valable.

- A l'ALS²⁷⁾ une autre expérience sur ^{12}C et ^{208}Pb a été réalisée avec un faisceau de photons étiquetés produits par annihilation de positons en vol. L'énergie était comprise entre 130 et 530 MeV. Les produits hadroniques étaient détectés au moyen d'un ensemble cylindrique de scintillateurs plastiques et de NaI couvrant un angle solide très voisin de 4π . La section efficace totale, les sections efficaces partielles (γ, p) , (γ, π^+) , (γ, π^0) et la multiplicité de produits chargés ont été mesurées. En intégrant la section efficace efficace totale d'absorption du ^{12}C et du ^{208}Pb sur toute la bande d'énergie de photon explorée, on trouve qu'elle est proportionnelle à A .

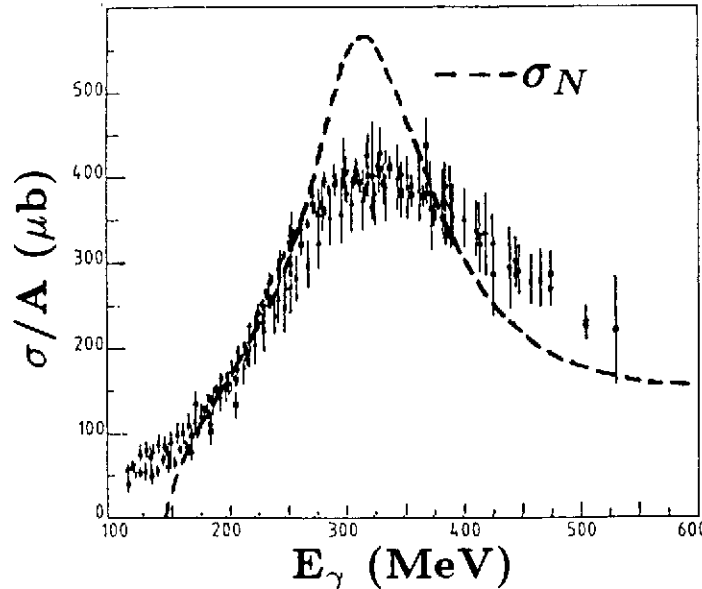


Fig. 10. Section efficace totale d'absorption de γ sur les noyaux, rapportée au nombre de nucléons de la cible, en fonction de l'énergie du γ . Les points avec barre d'erreur représentent les données de Mainz²³⁾, de Bonn^{24,25)} et de l'ALS^{26,27)}. La courbe en trait tireté représente la moyenne des sections efficaces γp et γn , (figure adaptée de la référence 27).

La figure 10 rassemble les données existantes d'absorption de γ par ^9Be , ^{12}C , ^{208}Pb , ^{235}U et ^{238}U . Le spectre est dominé par la résonance depuis le seuil de création de pions. La section efficace par nucléon est pratiquement indépendante de la cible sur toute la gamme en énergie de la résonance. De cette figure on peut conclure que, dans la limite des incertitudes expérimentales, la réponse des noyaux au γ est universelle. Mais on ne pourrait exclure de légères différences.

En comparant σ/A à la section efficace d'absorption sur le nucléon : $\sigma_N = 1/2 (\sigma_p + \sigma_n)$, on constate que le pic du Δ est très élargi et qu'il est légèrement déplacé vers les grandes énergies de photon : Par exemple, d'après les données de l'ALS sur ^{12}C , on trouve un déplacement[†] $\Delta M^* = +19 \pm 5$ MeV par rapport à $\gamma p \rightarrow \Delta$ et une largeur à mi-hauteur $\Gamma_{M^*} = 240$ MeV. Les effets de milieu jouent surtout sur la largeur du Δ et peu sur son énergie. C'est bien ce qui ressort des calculs de type Delta-trou²¹⁾ : La propagation cohérente du π est très réduite et son effet est compensé par celui du blocage de Pauli, il reste l'effet de liaison et l'absorption du Δ qui augmente sa largeur.

† Pour comparer aux résultats obtenus avec d'autres sondes il est commode de parler en masse invariante équivalente du système π -nucléon M^* ; "équivalente" signifie que M^* est calculée à la même énergie de γ avec la cinématique de la réaction sur le nucléon (voir appendice 2).

b) Canaux partiels : Réactions (γ, p) et (γ, π)

La mesure des voies partielles permet une comparaison plus détaillée avec les modèles. Les sections efficaces intégrées des réactions (γ, p) et (γ, π) sur plusieurs noyaux ont été mesurées à BONN²⁴⁾ et à l'ALS²⁷⁾. La comparaison des résultats sur ^{12}C avec les prédictions du modèle Delta-trou de Koch et al.²¹⁾ et avec celles du modèle de J. M. Laget²⁸⁾ conduit aux conclusions suivantes. La voie (γ, p) est bien reproduite en tenant compte de l'absorption du γ sur une paire proton neutron corrélée dans l'état ($S=1, T=0$) : processus quasi-deuton. Dans la voie (γ, π) , les calculs présentent un déficit aux faibles énergies de γ qui se retrouve dans la section efficace inclusive. Dans le cas du modèle Delta-trou on peut expliquer ce désaccord par une sous estimation des termes non résonnants (π dans l'onde S).

La section efficace différentielle de la réaction (γ, p) et le spectre en énergie des protons ont été mesurés à l'INS de Tokyo²⁹⁾ avec des photons étiquetés d'énergie comprise entre 190 et 430 MeV. Le spectre en énergie des protons présente une double bosse qui est la manifestation de deux mécanismes :

- le pic de basse énergie correspond au processus quasi-libre : $\gamma + N \rightarrow N + \pi$
- le pic de haute énergie correspond au processus quasi-deuton. Les sections efficaces du processus quasi-deuton et du processus $\gamma + d$ libre suivent la même variation en fonction de l'énergie du γ . Cette variation reflète la résonance Δ mais avec un déplacement vers les énergies de γ plus faibles que dans le cas de la photoproduction sur le nucléon. Ce qui se comprend facilement puisque l'énergie transférée se répartit sur deux nucléons au lieu d'un.

Dans cet exposé, je me limiterai aux noyaux suffisamment étendus (disons au dessus de ^{12}C) pour qu'un traitement global des effets de milieu soit justifié. C'est pourquoi je ne parlerai pas des systèmes à petit nombre de nucléons qui ont fait l'objet d'importantes études à l'ALS³⁰⁾ au moyen de spectromètres ou de détecteurs 4π (un nouvel ensemble³¹⁾ vient d'être construit).

2) Photons virtuels : diffusion inélastique d'électrons.

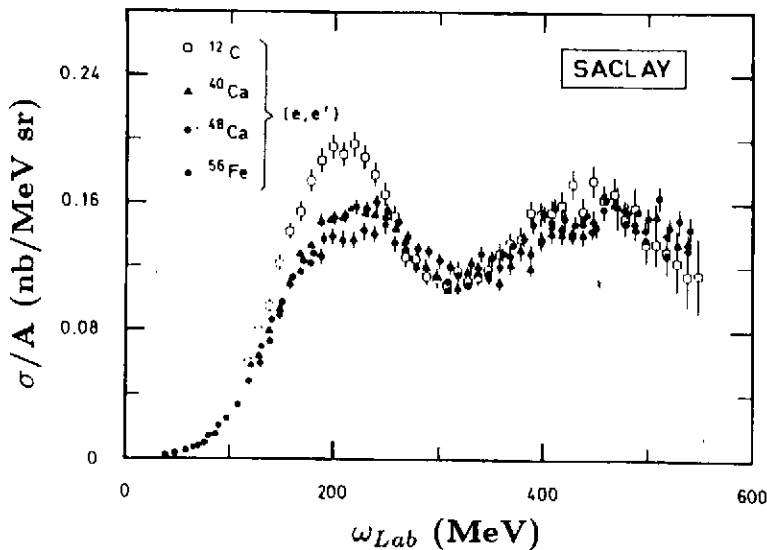


Fig. 11. Section efficace par nucléon de la réaction (e, e') à 680 MeV sur ^{12}C , ^{40}Ca , ^{48}Ca et ^{56}Fe à 60° en fonction de l'énergie transférée ω ³²⁾

La diffusion inélastique inclusive d'électrons dans la région de la résonance Δ a été étudiée à l'ALS, au MIT et au SLAC. Pour l'ensemble de ces mesures le quadrimoment transféré $\sqrt{q_\mu^2}$ (voir l'appendice 2) varie de 250 à 700 MeV/c. au sommet du pic. A l'ALS³²⁾, des mesures ont été faites à l'aide du spectromètre "600" à 620, 680 et 695 MeV pour étudier la réponse du noyau dans la région du pic quasi-libre et dans la région du Δ . Une séparation longitudinale - transverse† a été réalisée pour le pic quasi-libre et pour une petite fraction du pic du Δ , la partie à faible énergie. L'énergie maximale de l'ALS ne fournit pas un bras de levier suffisant pour réaliser cette séparation en décrivant toute la ré-

† voir l'appendice 3.

sonance. $\sqrt{q_\mu^2}$ correspondant au sommet du pic était compris entre 250 MeV/c et 420 MeV/c.

Sur la figure 11 on reconnaît le pic quasi-libre et le pic du Δ , séparés par la région du dip. La section efficace dans la région du dip est généralement attribuée à l'absorption du photon virtuel par une paire de nucléons corrélés (quasi-deuton). C'est la région où les courants d'échange et les corrélations 2 particules-2 trous jouent un rôle important.

Deux commentaires s'imposent :

- Le Δ ressort dans ces spectres, mais il paraît assez difficile à isoler à cause de l'importance de la section efficace dans la région du dip.
- Compte tenu des barres d'erreur, on peut dire que la section efficace par nucléon est indépendante de la masse de la cible dans la région du Δ , comme en photons réels. Pour expliquer la dispersion des points il faut remarquer que ces mesures sont longues et délicates et nécessitent de tenir compte d'importantes corrections radiatives, dans la région de grande énergie transférée.

Les mesures de l'ALS ont permis de mettre en évidence un effet qui sera confirmé par la suite au MIT et au SLAC :

Dans les spectres en énergie transférée ω , on observe un déplacement du pic correspondant à l'excitation du Δ dans les noyaux par rapport à la position du pic du Δ libre produit dans la réaction sur le proton.

Ce décalage dépend de l'impulsion transférée. Il se produit vers les basses énergies à faible transfert et vers les hautes énergies à transfert élevé.

Signalons qu'expérimentalement, dans le cas de la réaction sur l'Hydrogène, le maximum du pic se situe à la masse 1220 MeV et non 1232 MeV (il est à 1215 MeV en photons réels).

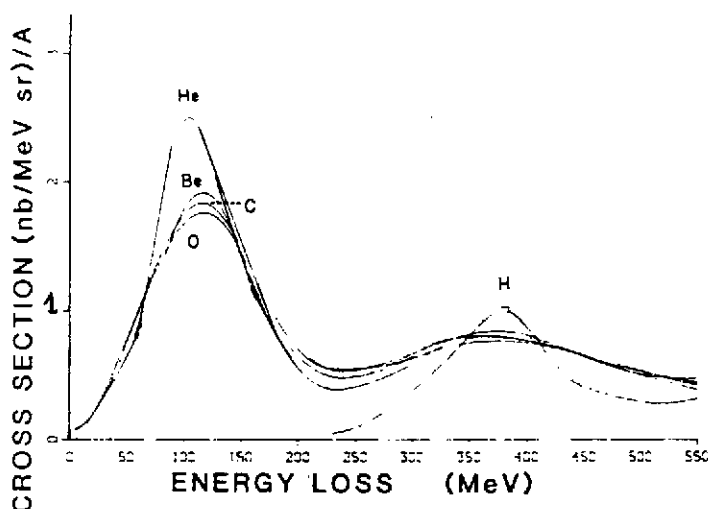


Fig. 12. Section efficace par nucléon de la réaction (e,e') à 730 MeV et 37° sur H, ^4He , ^9Be , ^{12}C et ^{16}O en fonction de l'énergie transférée ω ³³⁾.

Des mesures ont été faites à l'accélérateur de Bates au MIT³³⁾, à 730 MeV avec un spectromètre à perte d'énergie placé à 37.1° ce qui correspond à $\sqrt{q_\mu^2} = 320$ MeV/c au sommet du pic du Δ . La réaction sur l'Hydrogène et sur différents noyaux, de ^4He à ^{16}O a été étudiée.

Ici aussi se manifeste une réponse quasi-universelle, et on constate un élargissement important du pic du Δ . Les auteurs évaluent à 250 MeV la largeur du pic du Δ dans les noyaux.

Des mesures ont été effectuées au SLAC³⁴⁾ avec le spectromètre 1.6 GeV/c à 37° , et à différentes énergies, de 0.96 à 1.5 GeV sur H, ^4He , C, Fe et W. Pour ces mesures le quadrimoment transféré $\sqrt{q_\mu^2}$ au sommet du pic variait entre 450 MeV/c et 720 MeV/c.

La figure 13 représente la section efficace par nucléon pour la cible de Carbone, à différentes énergies incidentes, en fonction de la masse invariante M^* calculée avec la cinématique de la réaction sur le nucléon aux mêmes valeurs de l'énergie et de l'impulsion transférée (voir l'appendice 2). On constate que le pic du Δ est de moins en moins prononcé à mesure que l'énergie incidente augmente.

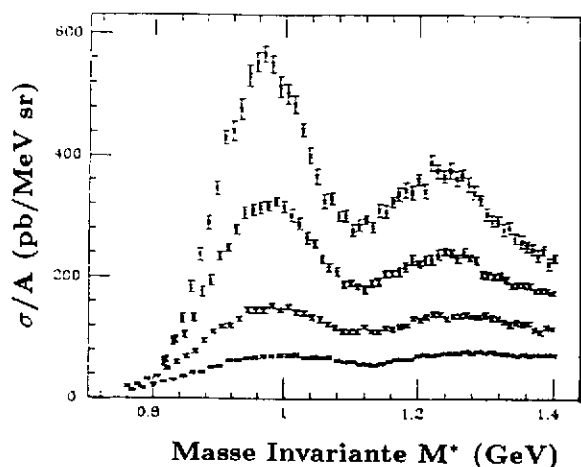


Fig. 13. Section efficace³⁴⁾ par nucléon de la réaction (e,e') sur ^{12}C aux énergies suivantes: de bas en haut 0.96, 1.1, 1.3 et 1.5 GeV. En abscisse la masse invariante M^* (voir texte).

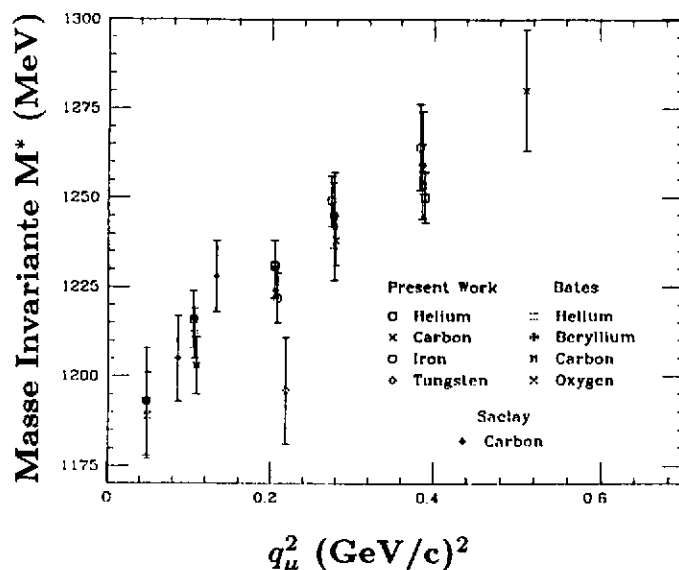


Fig. 14. Valeur de M^* au centroïde du pic du Δ en fonction de q_μ^2 ³⁴⁾.

Sur la figure 14 on constate que, sauf exception, pour une valeur donnée de l'impulsion transférée, M^* ne dépend pas du noyau cible et qu'elle croît linéairement avec q_μ^2 . Malgré les grandes barres d'erreur, le décalage est significatif, il varie de -30 MeV à +60 MeV. Il serait néanmoins souhaitable que cet effet soit confirmé et précisé par d'autres mesures, mais l'avenir de la physique nucléaire au SLAC est pour le moins incertain et il faudra peut-être attendre CEBAF.

Le problème de l'interprétation de cet effet est posé. S'agit-il d'une modification des effets de milieu quand le transfert d'impulsion, et par voie de conséquence, l'énergie de recul du Δ augmentent? Ou bien, comme le suggèrent les auteurs, est-ce dû à une contribution du fond, dont effectivement l'importance relative augmente quand le transfert augmente?

Une autre série de mesures a été réalisée au SLAC³⁵⁾ à plusieurs énergies entre 650 et 1650 MeV sur C et Fe. Le spectromètre 8 GeV/c a été utilisé à différents angles tels que le quadrimoment transféré correspondant au sommet du pic du Δ reste constant, $\sqrt{q_\mu^2} = 316$ MeV/c. Une séparation longitudinale - transverse a été réalisée dans le but de rechercher une éventuelle composante longitudinale dans la région du Δ .

Des théoriciens avaient en effet suggéré que la queue du pic quasi-élastique à haute énergie pourrait s'étendre sous le Δ , ce qui pourrait résoudre le problème de la force manquante dans la réponse de charge dans la région quasi-élastique. Les mesures réalisées au SLAC ont montré qu'à 300 MeV/c, cette composante était nulle dans la limite des barres d'erreur, c'est à dire qu'à ce transfert la réponse est purement magnétique dans la région du Δ .

Cependant, le spectre de la réponse transverse est presque plat, le pic du Δ se manifeste faiblement dans le cas du Fer et pas du tout dans le cas du Carbone, ce qui paraît incompatible avec les données de l'ALS à 250 MeV/c.

Les résultats de l'ALS et de Bates ($\sqrt{q_\mu^2} \leq 400$ MeV/c) ont été interprétés dans le cadre du modèle Delta-trou²²⁾ : En règle générale, la position du maximum et la valeur de la section efficace au niveau du maximum sont bien reproduites. Mais le pic est trop étroit.

En analysant les différents termes on voit que l'effet du blocage de Pauli et celui de la propagation cohérente du π sont tous deux petits et se neutralisent l'un l'autre. Seuls jouent le puits moyen et le potentiel d'étalement qui traduit l'absorption du Δ par le noyau.

En ce qui concerne l'énergie du pic, elle est pratiquement fixée par l'effet du puits moyen seul.

Pour reproduire la section efficace, il faut prendre une largeur d'absorption 2 fois plus faible que celle qui est déterminée à partir des réactions π noyau, ce qui semble contradictoire avec les hypothèses de départ : pourquoi le potentiel d'étalement qui traduit l'absorption du Δ dépendrait-il de la sonde? Un meilleur accord pourrait sans doute s'obtenir en prenant la largeur d'absorption déduite de π noyau et en supposant un fond plus important.

La dépendance de M^* en fonction de q_μ^2 observée à l'ALS et au SLAC ne s'expliquerait probablement pas dans le cadre de ce modèle où les effets de milieu jouent peu sur M^* , et d'une façon pratiquement indépendante de q_μ^2 .

C) Excitation du Δ dans les noyaux par les sondes hadroniques.

1) Pions réels.

Commençons par rappeler quelques ordres de grandeur⁸⁾.

Dans le paragraphe π - nucléon, nous avons vu que la section efficace π proton moyennée sur les π^+ et les π^- valait 140 mb au sommet de la résonance. Compte tenu de l'invariance d'isospin, cette valeur représente aussi la moyenne des sections efficaces πn et πp qui sera notée σ_N . Le libre parcours moyen du π dans la matière nucléaire est :

$\lambda = 1/\rho_0 \sigma_N$ où ρ_0 est la densité nucléaire normale. A l'énergie de la résonance, $\lambda = 0.4$ fm, on s'attend donc à ce que l'absorption soit très forte, le π incident réagissant à la surface du noyau. On définit une distance d'amortissement par diffusion quasi-libre sur les nucléons :

$d_\pi = 2/\rho_0 \sigma_N \simeq 1$ fm. Par ailleurs, le Δ formé par interaction π nucléon possède l'impulsion du π incident, 300 MeV/c à la résonance, soit une vitesse $v_\Delta = 0.25c$. Dans ces conditions, le Δ libre, de largeur 115 MeV, parcourerait avant de se désintégrer une distance

$d_\Delta = \hbar v_\Delta / (\Gamma/2) \simeq 1$ fm. d_Δ et d_π sont du même ordre, la propagation du π et du Δ sont donc fortement couplées.

Nous allons passer en revue les traits essentiels de l'interaction pion-noyau aux énergies de la résonance Δ , tels qu'ils apparaissent dans la section efficace totale et les sections efficaces partielles π -noyau.

a) Section efficace totale σ_{tot}

La section efficace totale π noyau a été mesurée par transmission³⁶⁾ à l'AGS (Brookhaven) avec des faisceaux de π^+ et de π^- d'énergie comprise entre 65 et 320 MeV, sur différents noyaux, de Li à Pb.

L'atténuation du faisceau de π par la cible était mesurée au moyen d'un ensemble de scintillateurs annulaires, en extrapolant à 0° les comptages obtenus.

Les corrections de cible épaisse étaient importantes pour les noyaux lourds : 55% pour le Pb.

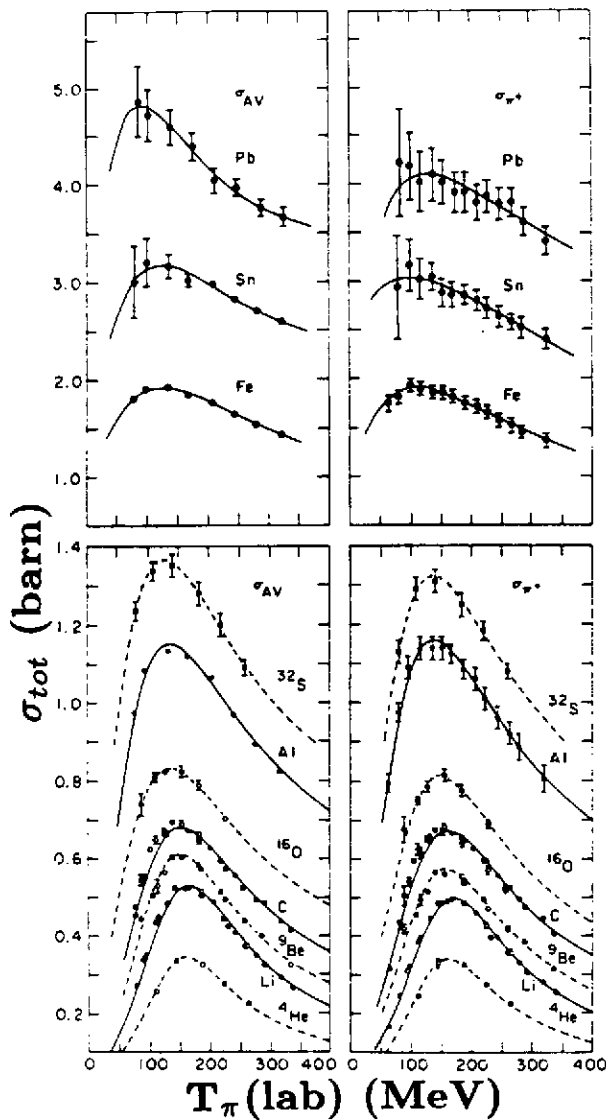


Fig. 15. Section efficace totale³⁶⁾ π noyau en fonction de l'énergie cinétique du π .

ce de 20 MeV. Au maximum du pic σ_{tot} varie en $A^{0.6}$, ce qui rappelle l'absorption forte par un disque noir. Pour le ^{12}C la largeur du pic à mi-hauteur, évaluée en masse invariante M^* , vaut environ 230 MeV, soit sensiblement la même qu'en γ . Cette largeur augmente comme $A^{1/3}$ pour $A \leq 56$, au delà, l'incertitude devient très grande. On ne peut pas parler de courbe universelle comme en photons.

La figure 16 permet de comparer les sections efficaces $\pi^{12}\text{C}$ et $\gamma^{12}\text{C}$ et la section efficace π ou γ nucléon (multipliée par le nombre de nucléons de la cible). Pas de décalage du pic et peu d'amortissement en γ , résonance amortie en π et décalage vers les basses énergies ($\Delta M^* \simeq -30$ MeV). Il y a lieu de remarquer que les données d'absorption de γ présentées sur la figure sont celles de Bonn. Avec les données récentes de l'ALS²⁷⁾ sur ^{12}C on observe un décalage du pic vers les hautes énergies ($\Delta M^* \simeq +19$ MeV).

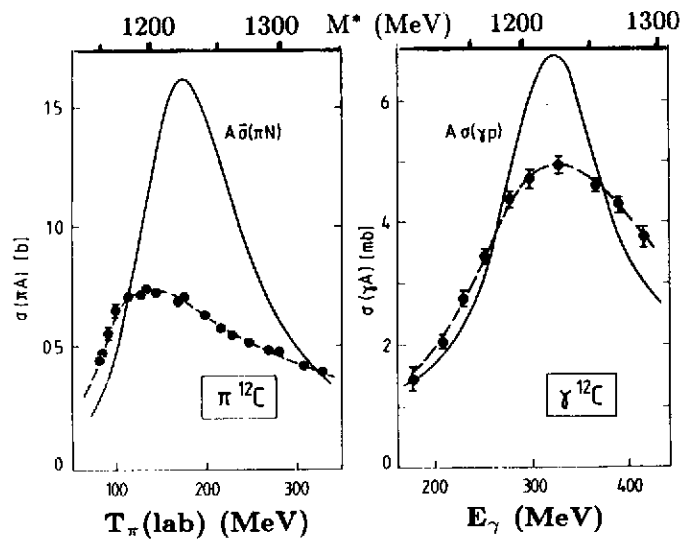


Fig. 16. Sections efficaces totales $\pi^{12}\text{C}$ et $\gamma^{12}\text{C}$ (points expérimentaux), section efficace π nucléon moyennée sur p et n et section efficace γp (courbe), toutes deux multipliées par $A=12$, en fonction de M^* (échelle du haut) ou de l'énergie du π ou du γ (Figure adaptée de la référence a).

Les résultats sont présentés sur la figure 15. La structure correspondant au Δ est très marquée pour les noyaux légers. Elle s'élargit quand la masse A de la cible augmente, et elle est complètement lavée à partir de Sn. Quand A augmente, la position du maximum se déplace vers les basses énergies de pion, ou ce qui revient au même, vers les petites masses invariantes M^* (comme au paragraphe précédent, M^* désigne la masse invariante calculée avec la cinématique de la réaction sur l'Hydrogène, à la même énergie de pion). Par exemple, lorsqu'on compare les valeurs de M^* correspondant au maximum dans les spectres de Fe et de C, on trouve une différen-

b) Section efficace élastique σ_{el}

Elle a été mesurée au CERN puis dans les Usines à pions. On trouvera une bibliographie sur les expériences dans les références 37 et 38. A l'énergie de la résonance les distributions angulaires présentent des oscillations de caractère diffractif, très marquées, révélatrices de l'absorption forte subie par le π .

Les distributions angulaires de diffusion élastique et la section efficace totale ont été interprétées avec succès dans le modèle Delta-trou.¹⁹⁾ Comme dans le cas des réactions par γ et électrons, le Δ subit les effets du puits moyen, du principe de Pauli et de l'absorption dans le milieu représentée par le potentiel d'étalement.

Mais il s'y ajoute un effet spécifique : la diffusion multiple cohérente du pion vers l'avant. A cause d'elle, les contributions des ondes les plus centrales sont élargies et décalées vers les basses énergies de pion. Cet effet serait considérable au cœur du noyau : dans le cas de ^{16}O par exemple, pour l'onde partielle 0^- , l'énergie du Δ serait abaissée de 50 MeV et sa largeur serait augmentée de 280 MeV^{19,20)}. De fait la contribution de cette onde est faible car la réaction se produit en surface à cause de l'absorption et c'est plutôt l'onde $L=3$ qui est prépondérante. Dans ce cas, le déplacement et l'élargissement sont plus faibles, respectivement, 30 et 80 MeV. Ainsi peut s'expliquer l'amortissement et le décalage observé et on comprend la différence avec les photons.

c) Section efficace inélastique σ_{inel}

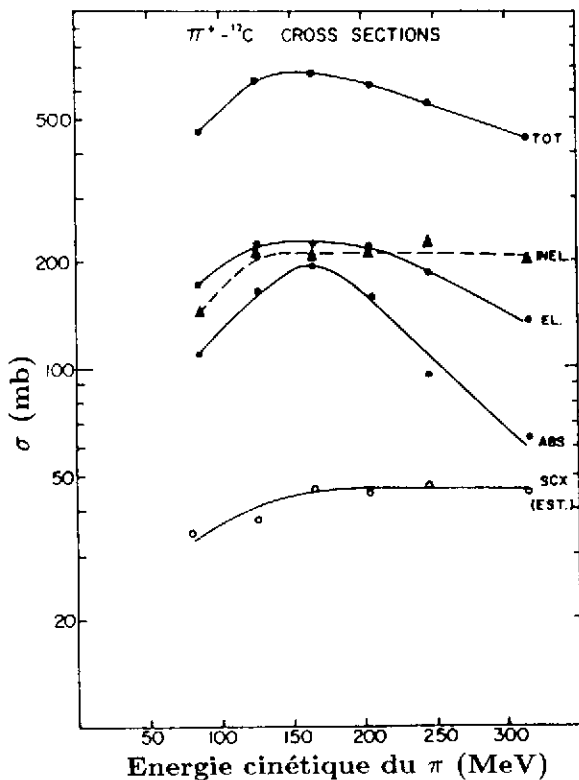


Fig. 17. Section efficace totale et sections efficaces des voies partielles $\pi^{12}\text{C}$ en fonction de l'énergie du π ³⁹⁾.

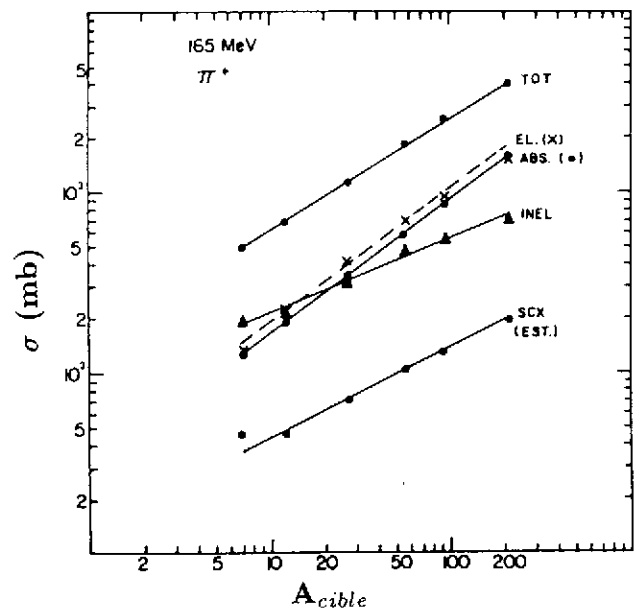


Fig. 18. Sections efficaces π noyau dans les différentes voies en fonction de la masse de la cible, pour des π de 165 MeV.

La section efficace de diffusion inclusive a été mesurée au SIN³⁹⁾ en même temps que la section efficace d'absorption. L'expérience combinait une mesure de la section efficace totale par transmission et une mesure de la section efficace différentielle de diffusion inclusive. La section

efficace d'absorption était obtenue en soustrayant de la section efficace totale, la section efficace de diffusion intégrée sur l'angle et la section efficace d'échange de charge estimée d'après une autre expérience. La figure 17 montre comment se décompose la section efficace totale $\pi+^{12}\text{C}$, en fonction de l'énergie.

L'excitation du Δ se manifeste dans deux canaux par une structure, marquée dans le canal d'absorption et moins marquée dans le canal élastique.

Les distributions angulaires montrent que la diffusion inélastique est dominée à l'arrière par la diffusion quasi-libre. L'atténuation est très grande à la résonance : $\sigma_{inel}/(A\sigma_N)$ vaut 1/6 pour ^{12}C et 1/40 pour ^{208}Pb (σ_N désigne la section efficace de diffusion sur le nucléon).

d) Section efficace d'absorption σ_{abs}

Dans le canal d'absorption† comme dans le cas de la section efficace totale, la structure correspondant à la résonance Δ s'amortit quand la masse de la cible augmente^{39,41}, et elle n'est plus visible dans le spectre du Plomb.

La figure 18 montre la variation en fonction de A des sections efficaces des différents canaux, au sommet de la résonance. σ_{abs} et σ_{el} dominent à partir de $A=20$ et représentent à elles deux la section efficace totale, pour les noyaux lourds.

A la résonance σ_{inel} varie comme $A^{0.4}$, σ_{abs} et σ_{el} varient comme $A^{2/3}$. Ce qui peut s'expliquer qualitativement par l'absorption forte, et en admettant que ces processus mettent en jeu respectivement 1 nucléon (diffusion inélastique), ou 2 nucléons (absorption).

e) Canaux partiels d'absorption, réactions (π, p) et (π, pp) .

Les expérimentateurs cherchent maintenant à savoir combien de nucléons participent à l'absorption. Le mécanisme quasi-deuton : $\pi+(pn)\rightarrow\Delta+N\rightarrow NN$ est-il dominant, ou le π interagit-il avec un plus grand nombre de nucléons?

Les spectres en énergie des protons de la réaction inclusive (π, p) ont été mesurés à LAMPF⁴². Une analyse des distributions de vitesse des protons⁴³ a été utilisée pour déterminer le nombre de participants, en se basant sur des considérations de cinématique :

On suppose que l'absorption se produit sur une sous-structure, et que l'émission est isotrope dans le centre de masse de cette sous-structure. En appliquant cette méthode, on trouve que 4 à 6 nucléons interagiraient avec le π . Un modèle d'excitation d'un double Δ a été proposé^{44,45}.

Mais cette méthode est contestée et des expériences en coïncidences ont été entreprises pour mesurer directement l'importance relative des processus à 2, ou plusieurs nucléons.

Dans les spectres en énergie des protons, le processus quasi-deuton et le processus quasi-libre ($\pi+N\rightarrow\pi+N$) se traduisent par une double bosse comme en (γ, p) . La réaction $(\pi, 2p)$ est étudiée à TOKYO⁴⁶, à LAMPF⁴⁷, à TRIUMF⁴⁸ et au SIN⁴⁹. Les processus d'absorption à 3 nucléons et plus, sont explorés avec des détecteurs 4π à LAMPF⁵⁰ et au SIN⁵¹. La comparaison avec les résultats d'expériences exclusives entreprises en γ permettra de savoir si l'absorption du Δ dépend de la sonde.

2) Réactions d'échange de charge.

Dans le monde réel, c'est à dire dans les noyaux, on trouve des π virtuels et non des π réels. L'étude de l'excitation du Δ par des π virtuels est donc indispensable. La source de π virtuels par excellence est l'interaction nucléon-nucléon dans le canal de spin-isospin et la sonde appropriée, l'échange de charge.

Regardons pourquoi l'échange de charge est une bonne sonde pour étudier le Δ dans les noyaux. Le Δ est une excitation de spin-isospin, examinons donc la sélectivité de l'échange de charge

† La référence 40 est un article de revue très pédagogique sur l'absorption des π .

vis à vis des excitations de spin-isospin. Parmi les 4 canaux de l'interaction nucléon-nucléon (dépendant ou non du spin, dépendant ou non de l'isospin), l'échange de charge sélectionne déjà forcément les 2 canaux isovectoriels. Le terme central de spin-isospin domine vers 200 - 300 MeV qui est donc la meilleure gamme d'énergie pour étudier les résonances géantes de spin-isospin⁵²). Les résultats d'échange de charge à plus haute énergie montrent que, grâce à la composante tensorielle de l'échange du π , le canal de spin-isospin domine^{53,54,55}) encore jusqu'à plus de 1 GeV par nucléon.

Or pour créer le Δ il faut transférer de l'énergie. Se placer vers 1 GeV par nucléon est l'optimum. En dessous de 500 MeV par nucléon le Δ n'est pas excité, au delà de 2 GeV par nucléon la sonde ne voit pratiquement plus un noyau mais des nucléons individuels (et ne parlons pas des problèmes de résolution expérimentale). Par contre, il faut transférer le minimum d'impulsion pour que le Δ reste dans le noyau. C'est pourquoi les mesures doivent avoir lieu à 0° et à petit angle, ce qui exige un spectromètre performant, lorsque l'éjectile est chargé. Dans ces conditions précises, l'échange de charge est donc un outil sélectif pour étudier l'excitation du Δ et sa propagation dans le noyau.

Sur la figure 19 on voit la réponse de spin-isospin du noyau sur une plage de 500 MeV en énergie d'excitation, telle qu'elle apparaît^{55,56}) en réaction $(^3\text{He}, t)$ à 2 GeV et 0° . Cette réponse est concentrée en 2 régions d'énergie d'excitation:

- vers 300 MeV, les états Δ -trou.

- à basse énergie, les états particule-trou. Sur cette figure on a représenté en encart, avec une échelle en énergie d'excitation amplifiée, la région des états particule-trou. Au voisinage de 0° , elle est dominée par la résonance Gamow-Teller (transition $L=0$). Si on augmente l'angle, au fur et à mesure que le transfert d'impulsion croît, la résonance dipolaire de spin ($L=1$) domine puis la résonance quadrupolaire ($L=2$). A partir de 1 fm^{-1} , le pic quasi-élastique se développe.

Ce spectre à 2 bosses illustre bien le fait que le Δ est l'état excité du nucléon qui s'obtient par simple basculement du spin et de l'isospin de l'un des quarks.

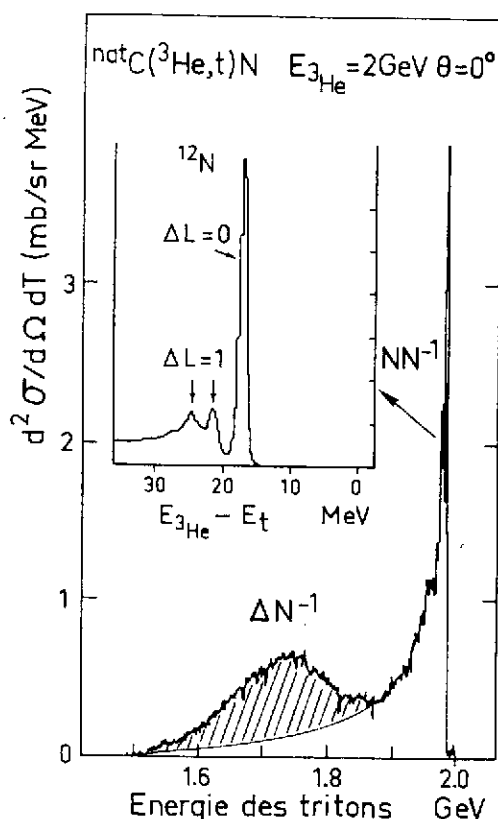


Fig. 19. Spectre en énergie des tritons de la réaction $(^3\text{He}, t)$ à 2 GeV 0° . La zone hachurée correspond au Δ . Le fond tracé ne résulte pas d'un modèle, c'est une simple extrapolation du pic quasi-libre. En encart : la région de faible énergie d'excitation, avec l'état fondamental (Gamow-Teller) et deux états correspondant à des transitions dipolaires de spin-isospin.

Nous examinerons successivement les deux questions :

- Ces deux régions sont-elles couplées, y a-t-il un transfert d'intensité de la région de basse énergie à la région de haute énergie?
- La réponse dans la région du Δ est-elle collective?

a) "Quenching" de la Résonance Gamow-Teller. Excitation de Δ virtuels.

Ce problème a déjà été traité^{57,58,59}) à l'école Joliot-Curie en 1983, 1984 et 1986. Je me contenterai ici de faire un bref rappel avant de faire le point sur les développements expérimentaux récents.

La résonance Gamow-Teller a été mise en évidence depuis les noyaux légers jusqu'au Plomb par réaction (p,n) à 200 MeV et 0° à INDIANA⁶⁰). Les éléments de matrice de transition ont été déterminés en les calibrant par les données de désintégration β , ce qui permet de réduire au maximum les incertitudes liées au mécanisme de réaction.

Pour un noyau donné, désignons par $S_{\beta-}$ l'intensité totale des transitions Gamow-Teller dans le sens (p,n) et par $S_{\beta+}$ l'intensité totale des transitions Gamow-Teller dans le sens (n,p). Dans le cadre de la physique nucléaire traditionnelle, en ignorant les degrés de liberté subnucléoniques, $S_{\beta-}$ et $S_{\beta+}$ obéissent à une règle de somme indépendante de modèle :

$$S_{\beta-} - S_{\beta+} = 3(N-Z)$$

Cette règle s'obtient en comptant les degrés de liberté : 3 orientations pour l'opérateur de transition de spin et (N-Z) neutrons en excès. Elle fournit une limite inférieure pour $S_{\beta-}$. Or en sommant toute l'intensité sous la résonance (sans soustraire de fond), on trouve que pour tous les noyaux étudiés du Calcium à l'Uranium, $S_{\beta-}$ vaut au plus 70% de la règle de somme. Deux explications alternatives ont été proposées⁶¹) :

un étalement de la force à cause de corrélations, ou

l'excitation de Δ virtuels^{62,63}). Dans la première hypothèse la force manquante serait tellement fragmentée qu'elle échapperait au bilan expérimental. Cependant si de telles corrélations existent, elles doivent aussi contribuer à $S_{\beta+}$ de sorte que la règle de somme $S_{\beta-} - S_{\beta+} = 3(N-Z)$ soit préservée. Pour tester vraiment la règle de somme, il faut donc mesurer conjointement $S_{\beta+}$ en réaction (n,p).

Dans ce but, a été construit à TRIUMF le dispositif CHARGEEX⁶⁴). Il permet d'étudier les réactions (p,n) et (n,p) entre 200 et 500 MeV. Pour les réactions (p,n), les neutrons émis sont convertis par échange de charge dans une cible active d'Hydrogène (plastique scintillant). L'énergie du proton de recul est analysée dans un spectromètre et on remonte ainsi à l'énergie du neutron. Pour les réactions (n,p), la cible étudiée remplace le convertisseur, et le même spectromètre sert pour le proton émis. Le faisceau de neutrons est produit par échange de charge sur du ⁷Li. Ce faisceau a une queue vers les basses énergies, ce qui est un handicap pour l'exploration des spectres à haute énergie d'excitation, problème crucial ici. L'angle est variable dans les deux cas.

Les mesures sur ⁵⁴Fe sont publiées^{64,65}), elles ne permettent pas de conclure à cause des incertitudes liées à l'analyse des données (incertitude sur la section efficace absolue et traitement des distorsions) : La valeur expérimentale de ($S_{\beta-} - S_{\beta+}$) est dans une fourchette de 2 à 6.5 alors que la règle de somme exige 6.

Le noyau de ⁹⁰Zr est une meilleure cible pour tester la règle de somme, puisque en l'absence de corrélations, les transitions (n,p) seraient bloquées par le principe de Pauli. Les premiers résultats montrent qu'il existe de la force $S_{\beta+}$ étalée à haute énergie d'excitation⁶⁶). Mais lorsqu'on fait le bilan de $S_{\beta-} - S_{\beta+}$ en fonction de l'énergie d'excitation, il ne reste pratiquement pas de force en dehors de la résonance. Le même déficit subsiste par rapport à la règle de somme $3(N-Z)$, ce qui plaide en faveur de l'explication par l'excitation de Δ virtuels. Mais attendons la publication des résultats définitifs.

D'autres expériences se préparent à CELSIUS et à LAMPF (voir plus loin). Parallèlement se poursuivent des expériences de transfert de spin (\vec{p}, \vec{n}) à INDIANA.

b) Excitation de Δ réels par réaction d'échange de charge.

Les questions clef de ce paragraphe sont la compréhension globale des différentes composantes de l'interaction $N \Delta$ et l'éventualité d'un mode collectif du noyau résultant de la propagation cohérente d'une onde de pions virtuels (les corrélations Δ -trou prévues seraient attractives). Des expériences ont lieu à DUBNA, GATCHINA, LAMPF et SATURNE :

- A DUBNA⁶⁷⁾, la réaction ($^3\text{He}, t$) sur ^{12}C et H a été étudiée à plusieurs énergies entre 800 MeV par nucléon et 5.8 GeV par nucléon. A cette dernière énergie des résonances plus lourdes que le $\Delta(1232)$ sont excitées, vraisemblablement les Δ suivants à 1620 et 1700 MeV.

- A GATCHINA⁶⁸⁾, la réaction (p, n) a été étudiée à différents angles à 1 GeV sur H et sur de nombreux noyaux, du ^7Li au Plomb.

- A LAMPF une série d'expériences a eu lieu il y a une dizaine d'années. La réaction (p, n) a été étudiée à 650, 770 et 800 MeV. L'expérience a eu lieu à 0° sur l'Hydrogène^{69,70,71)}, le Deuterium et de nombreux noyaux, du ^6Li à l'Uranium^{72,73,74)}. L'énergie des neutrons était mesurée suivant le principe qui est appliqué aujourd'hui à CHARGEEX, dispositif (n, p) de TRIUMF (voir plus haut). Cette méthode n'est pas idéale quand les spectres s'étendent sur une grande plage en énergie à cause des événements inélastiques dans le convertisseur. Il peut en résulter une distorsion des spectres. Par ailleurs une incertitude sur l'énergie incidente de 10 MeV est rapportée dans certains articles. De fait, à l'époque, les auteurs ne se sont intéressés qu'aux valeurs des sections efficaces et n'ont jamais fait de comparaison entre la position du pic du Δ dans les noyaux et celle du Δ libre. Cependant dans la référence 70, les auteurs remarquent que le maximum du pic du Δ dans la réaction sur l'Hydrogène est à 1200 MeV au lieu de 1232 MeV.

De nouvelles expériences ont commencé il y a quelques années, mais celles qui concernent le Δ ne sont pas encore publiées^{75,76)}. Elles ont pour but d'étudier jusqu'à 800 MeV avec une très bonne résolution, les résonances géantes, le quasi-libre et le Δ . L'énergie des neutrons est mesurée par temps de vol sur une base de 250 mètres à WNR, et dans un avenir proche, sur une base de 600 mètres à NTOF. La résolution est actuellement de 2.7 MeV à 800 MeV avec la base de temps de 250 m. Des mesures complètes de transfert de spin (\vec{p}, \vec{n}) et (\vec{n}, \vec{p}) sont en préparation. Le spin du projectile, (p ou n) pourra être orienté dans toutes les directions et la polarisation de la particule sortante sera mesurée. Une nouvelle source de protons polarisés est en construction pour pouvoir accélérer un faisceau de 10 μA . On voit qu'un effort particulier est consacré à ce programme.

- A SATURNE, la réaction $p(n, p)\Delta^0$ a été étudiée⁷⁷⁾ à la même époque que les premières expériences de LAMPF. Aujourd'hui, en employant le spectromètre SPES 4 à 0° et à petit angle, différentes réactions sont étudiées sur l'Hydrogène, le Deuterium et plusieurs noyaux de ^{12}C à ^{208}Pb . Il s'agit de :

- ($^3\text{He}, t$) de 1.5 à 2.3 GeV^{55,56,78,79)}.

- ($d, ^2\text{He}$) à 2 et 1.6 GeV en faisceau de deutons polarisés⁸⁰⁾. ^2He désigne une paire de protons ayant une énergie relative inférieure au MeV, et qui voyagent ensemble le long des 33 mètres du spectromètre. A cause de leur faible énergie ils sont à 98% dans l'état de spin singulet 1S_0 .

- Plusieurs réactions d'échange de charge en ions lourds⁸¹⁾ vers 1 GeV par nucléon, avec des faisceaux allant de ^{12}C à ^{40}Ar .

Le spectromètre SPES 4 permet d'éliminer totalement le bruit de fond à 0° , même quand la rigidité magnétique du faisceau secondaire et celle du faisceau primaire ne diffèrent que de 1/20. La reconstruction des trajectoires dans SPES 4 assure une résolution meilleure que 10^{-3} .

b.1) Spectres en énergie

- Toutes ces réactions, depuis (p,n) jusqu'à (^{40}Ar , ^{40}K), ont pour caractéristique commune une forte excitation du Δ (cependant, en ions lourds l'intensité de cette excitation est modulée par l'effet de la structure nucléaire du couple projectile-ejectile).

- Dans les spectres en énergie transférée, le pic du Δ créé dans un noyau est décalé vers les faibles énergies transférées par rapport au pic du Δ libre. Cet effet, mis en évidence en (^3He ,t), se retrouve dans toutes les réactions d'échange de charge. Je commenterai un peu plus longuement (^3He ,t) qui est un cas typique.

- En (^3He ,t) la position du pic et sa largeur sont indépendantes de la cible, du Carbone au Plomb. A 2 GeV et 0° le décalage vaut 70 MeV en énergie de triton soit $\Delta M^* = 40$ MeV. L'élargissement est plus faible qu'en γ et en π , $\Delta \Gamma_{M^*} = 20$ à 40 MeV suivant la façon dont on soustrait le fond. La figure 20 représente la section efficace différentielle de la réaction (^3He ,t) à 2 GeV et 0° sur l'Hydrogène et sur différents noyaux en fonction de l'énergie des tritons (échelle du haut). Le lecteur remarquera que sur les figures 19, 20 et 22, l'énergie transférée ω va croissant vers la gauche, contrairement aux figures qui représentaient les résultats obtenus avec des γ , des électrons et des π .

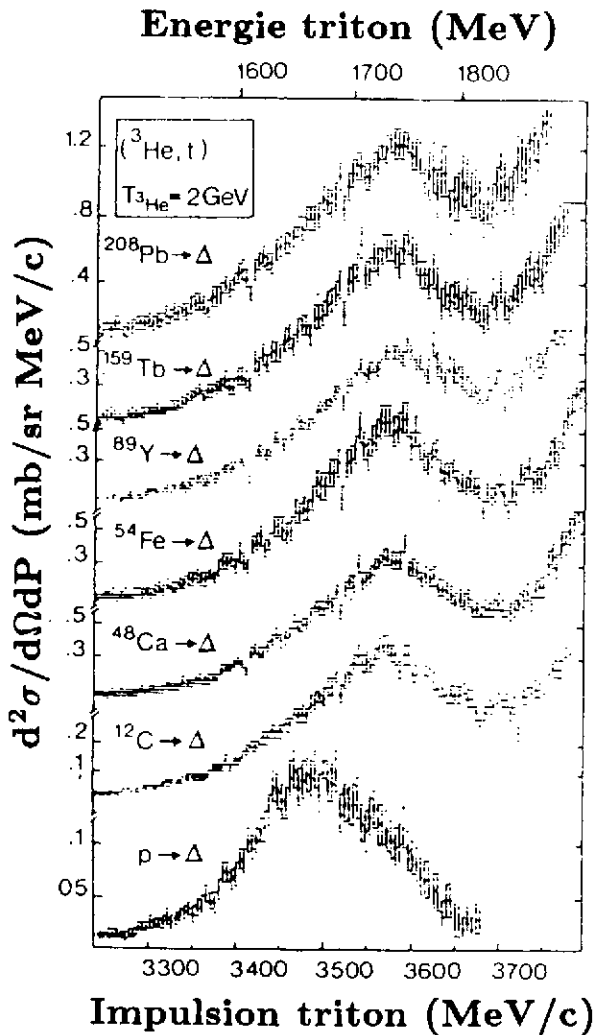


Fig. 20. Spectres en énergie (ou impulsion) des tritons de la réaction (^3He ,t) à 2 GeV 0° sur p et sur ^{12}C , ^{48}Ca , ^{54}Fe , ^{89}Y , ^{159}Tb et ^{208}Pb .

La position du pic varie avec l'angle. La figure 21 présente l'énergie du maximum du pic du Δ et du pic quasi-libre en fonction de l'angle, pour la réaction (^3He ,t) à 2 GeV et 0° sur ^{12}C et celle du Δ^{++} en réaction $p(^3\text{He},t)\Delta^{++}$. On constate que lorsque l'angle augmente, et avec lui le transfert d'impulsion, l'écart entre l'énergie du Δ dans ^{12}C et l'énergie du Δ libre augmente.

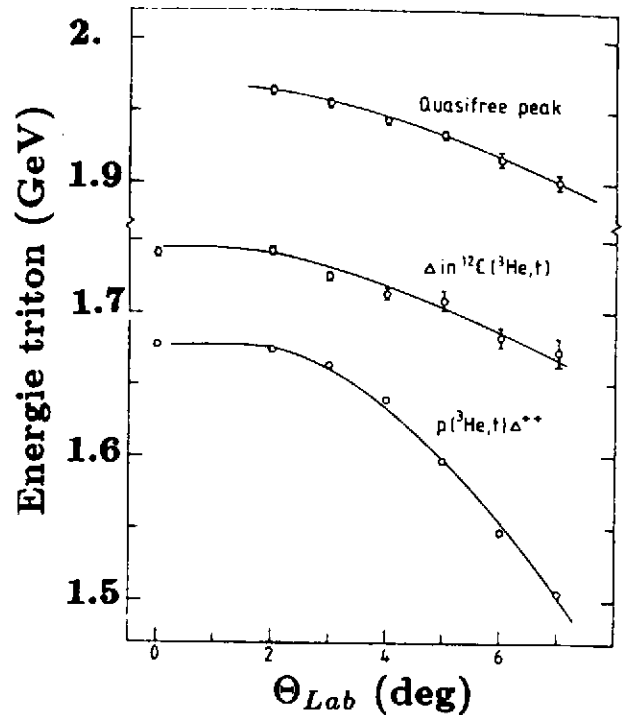


Fig. 21. Energie de triton correspondant au maximum du pic du Δ et du quasi-libre en (^3He ,t) sur ^{12}C et au maximum du Δ en (^3He ,t) sur p à 2 GeV 0° , en fonction de l'angle(lab).

Autrement dit, le décalage du pic du Δ dans les noyaux vers les petites énergies transférées augmente avec le transfert d'impulsion. Cette tendance paraît tout à fait naturelle puisqu'on s'attend à ce que les corrélations de spin-isospin soient de plus en plus attractives quand l'impulsion transférée augmente. On remarquera que la tendance inverse a été observée en diffusion d'électrons. A ce propos, on note, en anticipant sur le prochain paragraphe, que l'échange de γ virtuels qui excite essentiellement la réponse de spin transverse est sensible aux corrélations dans le canal de spin transverse (ρ et courte portée), mais pas aux corrélations résultant de l'échange du π qui excite la réponse de spin longitudinale.

La variation de la section efficace en fonction de la masse de la cible est gouvernée par l'absorption du projectile.

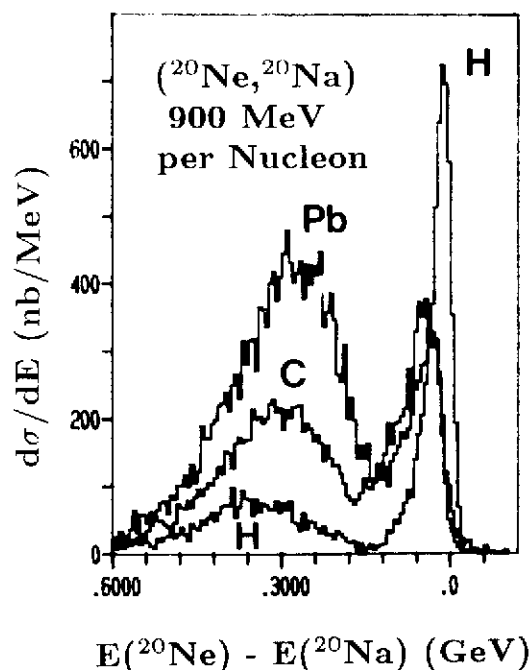


Fig. 22. Spectres en énergie transférée de la réaction $(^{20}\text{Ne}, ^{20}\text{Na})$ à 900 MeV par nucléon et 0° sur H, C et Pb.

- L'excitation du Δ en ions lourds a été mise en évidence. Son étude est importante en raison du rôle joué par le Δ dans la propagation et la production des pions au cours des collisions noyau-noyau. Sur la figure 22 on constate que le Δ est parfaitement isolé et que le fond est pratiquement absent. On peut souligner un autre point intéressant : bien que la réaction soit très périphérique à cause de l'absorption du projectile par la cible, les densités se superposent dans la zone où se produit l'interaction⁸²⁾, ce qui tendrait à favoriser les effets de milieu. Enfin, avec un projectile complexe, l'excitation du projectile est beaucoup moins probable que lorsque le projectile est un nucléon puisqu'il faudrait reformer un éjectile lié après lui avoir transféré en moyenne 300 MeV d'énergie d'excitation. Cette question est l'objet de controverses actuellement⁹¹⁾. Remarquons que le terme qui interviendrait ici est la production cohérente de pions dans le projectile, qui est intéressant en soi.

Plusieurs travaux théoriques ont été consacrés aux réactions (p,n) $(^3\text{He},t)$ et $(^{12}\text{C},^{12}\text{N})$ (références 83 à 91). Les distorsions sont maintenant bien maîtrisées et on peut s'attacher au problème de fond, celui de l'interaction $N - \Delta$ et des corrélations. Les calculs qui cherchent à reproduire simultanément la section efficace et la position du pic doivent tous faire appel à un effet attractif : soit des corrélations^{87,89,90)}, soit un effet de milieu ajusté sur les données et conduisant à un élargissement du Δ et à une diminution de son énergie^{86,88)}.

Le cours de J. Delorme montre comment jouent les corrélations induites par l'échange du π ^{84,85,87}) et dans quelles conditions se développe et peut se révéler cette onde cohérente de pions. La réponse du noyau dans la région du Δ est déplacée vers les basses énergies à cause de cet effet collectif et concentrée le long d'une ligne du plan q, ω (transfert d'impulsion, transfert d'énergie) appelée branche pionique. La cinématique de l'échange de charge vers 1 GeV par nucléon permet d'explorer la réponse du noyau précisément dans cette région. C'est pourquoi on doit observer un décalage du pic mais pas d'amortissement comme en π réels. Ces traits apparaissent effectivement en échange de charge, un peu affectés par l'absorption du projectile. On comprend même pourquoi certaines réactions sont plus favorables que d'autres pour mettre en évidence l'effet des corrélations : $(^3\text{He}, t)$ est plus sensible que (p, n) par exemple, parce que, pourrait-on dire, le π est déjà à l'œuvre dans l' ^3He (courants d'échange, état D de la fonction d'onde) si bien que le chemin à parcourir est plus facile.

b.2) Observables de spin

Des mesures d'observables de spin sont indispensables pour déterminer les amplitudes de transition $NN \rightarrow N\Delta$ libre et dans les noyaux.

- En ce qui concerne le Δ libre des mesures de transfert de spin ont été réalisées en réaction $\bar{p}p \rightarrow pn\pi^+$ avec des faisceaux de protons polarisés : à ARGONNE⁹²⁾ entre 600 MeV et 1.25 GeV en mesurant la corrélation angulaire du proton et du π^+ , et à LAMPF^{93,94,95)} à 800 MeV avec la même méthode ou en mesurant la polarisation du proton ou celle du neutron sortant. Des analyses en ondes partielles de ces résultats ont permis d'exclure l'existence de dibaryons (ondes partielles résonnantes) dans le canal $N\Delta$. Des mesures analogues en réaction $\bar{n}p \rightarrow pp\pi^-$ sont en cours à SATURNE⁹⁶⁾.

- en ce qui concerne l'excitation du Δ dans les noyaux, les mesures entreprises doivent permettre de séparer la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse. On parle de réponse de spin longitudinale ou transverse suivant que l'élément de matrice de transition $N \rightarrow \Delta$ est proportionnel respectivement à

$S^\dagger \cdot \vec{q}$ (couplage longitudinal) ou à

$S^\dagger \times \vec{q}$ (couplage transverse).

S^\dagger est l'opérateur de transition de spin et \vec{q} l'impulsion transférée. Je rappellerai en deux mots l'enjeu (voir le cours de J. Delorme). Dans une description de l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$ en terme d'échange de mésons, l'échange du π excite la réponse longitudinale, l'échange du ρ excite la réponse transverse. Il s'y ajoute un terme à courte portée répulsif (cœur dur, effets d'échange). Du point de vue expérimental et théorique, on connaît mal les effets à courte portée. Dans le modèle le plus simple, le terme à courte portée est isotrope dans l'espace de spin (deux composantes transverses pour une composante longitudinale). Les mesures d'observables de spin entreprises ont un double but :

- Connaître la structure de spin de l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$, on pourra ainsi mesurer l'aptitude de l'échange de charge à exciter la réponse longitudinale du noyau.

- Comparer la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse du noyau. Les corrélations Δ -trou induites par la propagation cohérente du π doivent attirer la réponse longitudinale vers les faibles énergies transférées en la concentrant le long de la branche pionique, à condition que les corrélations répulsives à courte portée ne viennent pas tuer l'effet collectif attendu. Au contraire on n'attend pas d'effet collectif dans la réponse de spin transverse. C'est dans ce contexte que les mesures d'observables de spin en $(\vec{d}, ^2\text{He})$ ont été entreprises à SATURNE⁸⁰⁾. Expérimentalement, l'interaction $NN \rightarrow N\Delta$ s'avère plus transverse que ne le prévoient les modèles simples^{80,97)} et on n'a pas trouvé le contraste attendu entre la réponse de spin longitudinale et la réponse de spin transverse. Le problème reste ouvert et l'analyse théorique de ces résultats se poursuit. Ces mesures d'observables de spin sont les premières. Un effort important sur la polarisation se développe dans ce domaine à LAMPF (voir plus

haut) et à SATURNE (faisceau de \vec{d} polarisés unique au monde dans cette gamme d'énergie et d'intensité⁹⁸), ${}^6\text{Li}$ polarisés).

Conclusion.

En conclusion ou plutôt en guise de transition vers le cours de J. Delorme, je résume les résultats présentés. Dans la plupart des cas, le Δ garde son identité dans le noyau. Mais il subit des effets de milieu qui dépendent fortement de la sonde.

Avec des photons réels on observe une réponse universelle des noyaux qui traduit une légère répulsion et une augmentation de la largeur du Δ dans le milieu; la section efficace est proportionnelle au nombre de nucléons de la cible.

En photons virtuels la réponse est également indépendante du noyau considéré et on observe la même proportionnalité; mais l'énergie du pic du Δ dépend du transfert d'impulsion.

En π réels on constate une attraction et un élargissement du Δ qui augmentent avec la masse de la cible, si bien que dans les noyaux lourds le Δ semble complètement dissout.

En échange de charge on observe une attraction du même ordre mais pas d'amortissement quand la masse de la cible augmente. En π réels comme en échange de charge la variation de la section efficace en fonction de la masse de la cible est gouvernée par l'absorption du projectile.

Aujourd'hui les expériences portent sur la structure de spin de la transition N- Δ et sur le nombre de nucléons participant à l'absorption du Δ dans le noyau. Ces thèmes suscitent d'importants efforts sur le plan expérimental dans le domaine des détecteurs 4π et dans le domaine de la polarisation, en Europe, en Amérique et au Japon, en vue d'expériences avec des hadrons et avec des photons.

Remerciements

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidé à préparer ce cours, en premier lieu, mon compère, J. Delorme, à qui je renvoie la balle et mes collègues de la collaboration échange de charge de Saturne, en particulier, C. Gaarde, T. Jørgensen et T. Hennino. Je suis reconnaissante à J. M. Laget, Z. E. Meziani et J. Morgenstern qui m'ont donné des éclaircissements sur les expériences en photons et en électrons qui ne m'étaient pas familières. Je voudrais aussi remercier M. Soyeur, même si je ne l'ai pas spécialement mise à contribution pour ce cours, nos fréquentes discussions sur le sujet m'ont été très précieuses. Je remercie L. Ghedira, N. d'Hose et Z. E. Meziani, la lecture de leurs thèses m'a fourni des renseignements précis grâce à la clarté de leurs mémoires. Je tiens aussi à dire combien la lecture du livre de T. Ericson et W. Weise m'a éclairée et je voudrais les assurer de ma gratitude. J'exprime ma reconnaissance aux personnes dont je reproduis des figures et à F. Planche pour les photos qu'il a réalisées à partir des originaux de qualité souvent médiocre que je lui ai fournis. Enfin je remercie Ph. Quentin et mes amis du Comité d'organisation de l'Ecole qui en me demandant de faire ce cours m'ont fourni l'occasion de faire le point sur un sujet qui me tient à cœur.

Appendice 1

La section efficace différentielle de la diffusion élastique π -nucléon dans le centre de masse s'écrit† :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\bar{q}, \theta)|^2 \quad \text{où } \bar{q} \text{ est l'impulsion et } \theta \text{ l'angle du } \pi$$

$$f(\bar{q}, \theta) = \frac{1}{\bar{q}} \sum_l (2l+1) a_l P_l(\cos \theta)$$

$$\sigma_{el} = \sum_l \sigma_l^{el} \quad \text{est la section efficace élastique intégrée}$$

On note les ondes partielles : $L_{2T \ 2J}$ par exemple : S_{31} signifie $l=0$, $T=3/2$, $J=1/2$

$$\sigma_l^{el} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} \sum_l (2l+1) |a_l|^2 \quad \text{est la section efficace élastique dans l'onde partielle } l$$

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} \sum_l (2l+1) \text{Im}(a_l) \quad \text{est la section efficace totale.}$$

$$a_l = \frac{1}{2i} (\eta_l e^{2i\delta_l} - 1) \quad \text{où } \delta_l \text{ est le déphasage de l'onde partielle } l \text{ et } \eta_l \text{ est le paramètre d'inélasticité.}$$

$\eta_l \leq 1$ dans le cas général.

$\eta_l = 1$ pour une résonance élastique, ce qui est pratiquement le cas du Δ .

$\sigma_l^{el} = \sigma_l^{tot} = \frac{4\pi}{\bar{q}^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l$ On remarque que à cause du terme en $1/\bar{q}^2$, la masse de la résonance ne correspond pas à la position du maximum.

Des paramétrisations du déphasage ou de la section efficace π -nucléon dans l'onde P_{33} sont données dans les références 2 page 103, 3 page 202, 78 et 83 par exemple. On utilise fréquemment, bien que ce ne soit pas la meilleure pour le Δ , la paramétrisation de Breit-Wigner :

$$\sin^2 \delta = \frac{M_R^2 \Gamma^2(\bar{q})}{(M_R^2 - M^{*2})^2 + M_R^2 \Gamma^2(\bar{q})} \quad \text{et} \quad \Gamma(\bar{q}) = \Gamma_R \frac{\bar{q}^3}{\bar{q}_R^3} \frac{1 + (\bar{q}_R r)^2}{1 + (\bar{q} r)^2}$$

Où M^* est la masse invariante du système π -nucléon à l'énergie considérée, M_R la masse de la résonance, Γ_R la largeur à l'énergie de la résonance, \bar{q}_R l'impulsion CM du π à l'énergie de la résonance et r est un paramètre appelé rayon d'interaction.

Remarque : Cette image simple se complique lorsqu'on doit tenir compte d'un fond, et de l'interaction coulombienne qui mélange les canaux $T=1/2$ et $T=3/2$.

Appendice 2

Absorption d'un γ ou d'un π , réel ou virtuel, par un proton.

a) $\gamma + p \rightarrow \pi + N$

Soit E_γ l'énergie du γ et M_p la masse du proton. Soient M^* , T^* et P^* respectivement la masse invariante, l'énergie cinétique et l'impulsion dans le laboratoire du système π -nucléon produit.

$$E_\gamma = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p}$$

Par exemple pour $M^*=1232$ MeV on a $E_\gamma=340$ MeV et $T^*=46$ MeV

† Voir Référence 1 page 92

b) $\pi + p \rightarrow \pi + N$

Soient m_π , T_π , P_π et W_π , respectivement la masse, l'énergie cinétique, l'impulsion et l'énergie totale du π dans le laboratoire. Soit ω , l'énergie transférée au proton dans le laboratoire et E_γ , l'énergie équivalente de γ , c'est à dire que l'absorption d'un γ d'énergie E_γ crée un système π -N de masse M^* .

$$\omega = W_\pi = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p} - \frac{m_\pi^2}{2M_p} = E_\gamma - \frac{m_\pi^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p} - \frac{m_\pi^2}{2M_p}$$

Pour $M^*=1232$ MeV, $T_\pi=190$ MeV, $P_\pi=298$ MeV/c et $T^*=36$ MeV

On remarque que les conditions cinématiques de l'absorption de γ et de π sont très semblables (l'énergie de recul du Δ en particulier).

c) Absorption d'une particule virtuelle.

Soient ω et \vec{q} , l'énergie et l'impulsion transférée.

$$q_\mu^2 = |\vec{q}|^2 - \omega^2$$

Le carré du quadrimoment transféré $t = -q_\mu^2$ est négatif, le quadrimoment transféré est de type espace.

$$\omega = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p} + \frac{q_\mu^2}{2M_p} = E_\gamma + \frac{q_\mu^2}{2M_p}$$

$$T^* = \frac{(M^* - M_p)^2}{2M_p} + \frac{q_\mu^2}{2M_p}$$

Pour $M^*=1232$ MeV et $\sqrt{q_\mu^2}=250$ MeV/c (conditions de l'échange de charge à 0° et 900 MeV par nucléon ou des mesures à plus bas transfert de l'ALS), on trouve $T^*=79$ MeV.

Pour $M^*=1232$ MeV et $\sqrt{q_\mu^2}=720$ MeV/c (conditions des mesures à plus haut transfert de SLAC), on trouve $T^*=320$ MeV. L'énergie de recul du Δ devient très grande.

Appendice 3

Cet appendice regroupe quelques formules utilisées pour exprimer la section efficace de diffusion inélastique d'électrons. Pour plus de détails on pourra se reporter aux références 15, 16, 22 et 32.

Soit E et \vec{P} , d'une part, E' et \vec{P}' , d'autre part, l'énergie et l'impulsion de l'électron incident et diffusé. Soit θ , l'angle de diffusion.

On définit ω , \vec{q} et q_μ comme précédemment

$$\omega = E - E'$$

$$\vec{q} = \vec{P} - \vec{P}'$$

$$q_\mu^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$$

La section efficace différentielle de la réaction (e, e') sur le proton s'écrit:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma_t [\sigma_T(\omega, q) + \epsilon \sigma_L(\omega, q)]$$

$\epsilon = \left[1 + 2 \frac{q^2}{q_\mu^2} \tan^2(\theta/2) \right]^{-1}$ est la polarisation longitudinale du photon virtuel, c'est à dire la composante de la polarisation suivant la direction de l'impulsion transférée \vec{q}

$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_\gamma}{q_\mu^2} \frac{E'}{E} \frac{1}{1-\epsilon}$ où $E_\gamma = \frac{M^{*2} - M_p^2}{2M_p}$ comme dans l'appendice 2 et α est la constante de structure fine.

Pour une réaction de diffusion inélastique sur un noyau, on définit la réponse magnétique appelée aussi fréquemment réponse transverse R_T et la réponse de charge appelée aussi fréquemment réponse longitudinale R_L . En suivant les notations de la référence 32 :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_M \left[\frac{q_\mu^4}{q^4} R_L(\omega, q) + \left(\frac{1}{2} \frac{q_\mu^2}{q^2} + \tan^2(\theta/2) \right) R_T(\omega, q) \right]$$

Où $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)}$ est la section efficace de Mott.

Certaines expériences sont conçues pour réaliser une séparation longitudinale transverse : En faisant varier θ et E tout en conservant ω et q constants, on peut déterminer σ_L et σ_T séparément.

Remarque : Bien qu'on emploie les mêmes mots, il ne faut pas confondre le terme *transverse* appliqué souvent en diffusion d'électrons à la réponse *magnétique* et le terme *longitudinal* appliqué à la réponse *de charge*, avec les termes *transverse* et *longitudinal* qui s'appliquent respectivement au *couplage de spin* au vertex $\gamma N\Delta$ d'une part et $\pi N\Delta$ d'autre part. Le γ réel sonde la réponse de spin purement transverse et le π la réponse de spin purement longitudinale.

Bibliographie

Ouvrages généraux, livres ou articles de revue.

- a) T. Ericson et W. Weise, Pions and nuclei. Clarendon, Oxford.
- b) Mésons, Baryons, Quarks et Physique Nucléaire. Ecole Joliot-Curie (1984).
- c) Mesons, Isobars, Quarks and Nuclear Excitations. Prog. Part. Nucl. Phys. **11**(1984) ed. D. H. Wilkinson, Pergamon Press, Oxford.
- d) Symposium on Delta-Nucleus Dynamics, Argonne, 2-4 Mai 1983. ed. T. S. H. Lee, ANL-PHY-81-1, CONF-830588.
- e) E. Oset, H. Toki and W. Weise, Phys. Rep. **83** (1982) 281.
- f) Mesons in Nuclei, ed M. Rho et D.H. Wilkinson, North Holland (1979).
- g) E. J. Moniz, Ecole des Houches, Juil-Aout 1977, Ions lourds et Mésons en Physique Nucléaire, R. Balian, M. Rho et G. Ripka ed. (North Holland 1978) page 436.

Références

- 1) Review of Particle Properties. Phys. Lett. **204B** (1988). En particulier -page 366 : Note on N and Δ Resonances et -page 400 : Fiche sur le $\Delta(1232)$.
- 2) Review of Particle Properties. Phys. Lett. **39B** (1972) 103.
- 3) G. Höler, Pion-Nucleon Scattering. Landolt-Börnstein, Vol. **I/9b2** (1983). ed. H. Schopper. Springer Verlag.
- 4) Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles. Landolt-Börnstein. New Series. Vol. **12a and 12b**(1987). ed. H. Schopper.
- 5) D. Menze et al., ZAED Compilation of Pion Photo Production Data, University of Bonn 1977.
- 6) H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **85** (1952) 934, 935, 936.
H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **86** (1952) 413.
H. L. Anderson et al., Phys. Rev. **86** (1952) 793.
- 7) P. J. Bussey et al., Nucl. Phys. **B58** (1973) 363.
J. R. Carter et al., Nucl. Phys. **B58** (1973) 378.
D. V. Bugg, Nucl. Phys. **B58** (1973) 397.

- 8) F. Lenz et E. J. Moniz, Com. Nucl. Part. Phys. **9** (1980) 101.
- 9) T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. **D 5** (1972) 1640.
T. A. Armstrong et al., Nucl. Phys. **B41** (1972) 445.
- 10) T. Fujii et al., Nucl. Phys. **B120** (1977) 395.
- 11) A. Bagheri et al., Phys. Rev. **C 38** (1988) 875.
- 12) F. A. Berends et A. Donnachie, Nucl. Phys. **B84** (1975) 343.
- 13) W. Pfeil et D. Schwela, Nucl. Phys. **B45** (1972) 379.
- 14) S. Nozawa et al., Preprint TRI-PP-89-25, TRIUMF, (Mai 1989) .
- 15) K. Bätzner et al., Phys. Lett. **39B** (1972) 575.
- 16) W. Bartel et al., Phys. Lett. **35B** (1971) 181.
- 17) M. Hirata, J. H. Koch, F. Lenz et E. J. Moniz, Ann. Phys. **120** (1979) 205.
- 18) E. Oset et W. Weise, Nucl. Phys. **A319** (1979) 477.
- 19) Y. Horikawa, M. Thies et F. Lenz, Nucl. Phys. **A345** (1980) 386.
- 20) E. J. Moniz, Nucl. Phys. **A374** (1982) 557c.
- 21) J. H. Koch, E. J. Moniz et N. Otsuka, Ann. Phys. **154** (1984) 99.
- 22) J. H. Koch et N. Otsuka, Nucl. Phys. **A435** (1985) 765.
- 23) J. Ahrens et al., Nucl. Phys. **A251** (1975) 479.
- 24) J. Arends et al., Phys. Lett. **98B** (1981) 423.
- 25) J. Ahrens et al., Phys. Lett. **146B** (1984) 303.
- 26) P. Carlos et al., Nucl. Phys. **A431** (1984) 573.
- 27) L. Ghedira, Thèse, Université Paris XI (1984) n° 2967.
- 28) J. M. Laget, Compte-rendu du Colloque New Vistas in
Electro-Nuclear Physics, (1986), page 361, éditeurs E. L. Tomusiak, H. S. Caplan et
E. T. Dressler, Plenum Publishing Corporation.
- 29) S. Homma et al., Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2536.
- 30) N. d'Hose, Thèse, Université Paris-Sud (1988).
N. d'Hose et al., Rapport DPh-N/Saclay 2520 (1989) à paraître.
- 31) G. Audit et al., Compte rendu d'activité 1987-88, page 116.
- 32) P. Barreau et al., Nucl. Phys. **A402** (1983) 515.
Z. E. Meziani et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1233.
Z. E. Meziani, Thèse, Université Paris-Sud (1984) n° 2939.
- 33) J. S. O'Connell et al., Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1627.
- 34) R. M. Sealock et al., Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1350.
- 35) D. T. Baran et al., Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 400.
- 36) A. S. Carroll et al., Phys. Rev. **C 14** (1976) 635.
- 37) J. P. Dedonder, Thèse n° 2158, Université Paris-Sud, (1979).
- 38) J. Frölich et al., Nucl. Phys. **A415** (1984) 399.
- 39) D. Ashery et al., Phys. Rev. **C 23** (1981) 2173.
- 40) M. Thies, Ecole d'Hiver des Houches, Nuclear Matter and Heavy Ion Collisions,
Fevrier 1989, à paraître.

- 41) D. Ashery et J. P. Schiffer, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 253.
- 42) R. D. McKeown et al., *Phys. Rev. C* **24** (1981) 211.
- 43) R. D. McKeown et al., *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1033.
- 44) J. P. Schiffer, *Com. Nucl. Part. Phys.* **10** (1981) 243.
- 45) J. P. Schiffer, *Com. Nucl. Part. Phys.* **14** (1985) 15.
- 46) H. Yokota et al., *Phys. Rev. C* **40** (1989) 270.
- 47) W. J. Burger et al., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 58.
- 48) K. A. Aniol et al., *Phys. Rev. C* **33** (1986) 1714.
- 49) A. Altman et al., *Phys. Rev. C* **34** (1986) 1757.
- 50) C. L. Morris and J. McGill, *Progress at LAMPF 1986*, page 211.
- 51) G. Backenstoss et al., *Phys. Lett.* **222B** (1989) 7.
G. Backenstoss et al., *Rapport Annuel SIN 1988*, page 33.
- 52) M. A. Franey and W. G. Love *Phys. Rev. C* **31** (1985) 488.
- 53) W. G. Love et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 1401.
- 54) W. P. Alford et al., *Phys. Lett.* **179B** (1986) 20.
- 55) I. Bergqvist et al., *Nucl. Phys.* **A469** (1987) 648.
- 56) C. Ellegaard et al., *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1745.
- 57) J. P. Blaizot, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1983) 363.
- 58) S. Galès, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1983) 403.
- 59) S. Galès et N. V. Giai, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire* (1986) 138.
- 60) C. Gaarde et al., *Nucl. Phys.* **A369** (1981) 258.
- 61) G. F. Bertsch and H. Esbensen, *Rep. Prog. Phys.* **50** (1987) 607.
- 62) M. Ericson, A. Figureau and D. Thévenet, *Phys. Lett.* **45B** (1973) 19.
- 63) G. E. Brown and M. Rho, *Nucl. Phys.* **A372** (1981) 397.
- 64) M. C. Vetterli et al., *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 439.
- 65) M. C. Vetterli et al., *Triumf Annual Report Scientific Activities 1987*, page 37.
- 66) S. Yen et al., *Phys. Lett.* **B206** (1988) 597.
- 67) V. G. Ableev et al., *Sov. Phys. JETP. Lett.* **40** (1984) 763. and Preprint JINR E1-87-797.
- 68) V. N. Baturin et al., *Yad. Fiz.* **31** (1980) 396.
- 69) C. W. Bjork et al., *Phys. Lett.* **63B** (1976) 31.
- 70) G. Glass et al., *Phys. Rev.* **D15** (1977) 36.
- 71) B. E. Bonner et al., *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 1200.
- 72) C. G. Cassapakis et al., *Phys. Lett.* **63B** (1976) 35.
- 73) P. J. Riley et al., *Phys. Lett.* **68B** (1977) 217.
- 74) B. E. Bonner et al., *Phys. Rev. C* **18** (1978) 1418.
- 75) N. S. P. King et al., *Phys. Lett.* **175B** (1986) 279.
- 76) R. G. Jeppesen et al., *Technical Progress Report, University of Colorado at Boulder, NPL 987* (1984) page 73.
M. Braustein et al., *Technical Progress Report, University of Colorado at Boulder,*

NPL 1044 (1988) page 97.

- 77) G. Bizard et al., Nucl. Phys. **B108** (1976) 189.
J. L. Laville, Thèse, Université de Caen (1976).
- 78) C. Ellegaard et al., Phys. Lett. **154B** (1985) 110.
- 79) D. Contardo et al., Phys. Lett. **168B** (1986) 331.
- 80) C. Ellegaard et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 974.
C. Ellegaard et al., to be published.
T. S. Jørgensen, Cinquièmes Journées d'Etudes Saturne, Mai 1989, page 71.
- 81) D. Bachelier et al., Phys. Lett. **172B** (1986) 23.
M. Roy-Stéphan Nucl. Phys. **A488** (1988) 187c.
- 82) M. Soyeur, private communication.
- 83) V. Dmitriev, O. Sushkov and C. Gaarde, Nucl. Phys. **A459** (1986) 503.
- 84) G. Chanfray and M. Ericson, Phys. Lett. **141B** (1984) 163.
- 85) V. Dmitriev and T. Suzuki, Nucl. Phys. **A438** (1985) 697.
- 86) H. Esbensen and T. S. H. Lee, Phys. Rev. **C12** (1985) 1966.
- 87) J. Delorme et P. A. M. Guichon, 10^{ème} Session d'Etudes Biennale d'Aussois, Mars 1989, Rapport LYCEN 89-02, page C4.1.
J. Delorme and P. A. M. Guichon, Rapport DPhN/Saclay 2574 (1989). à paraître
P. A. M. Guichon et J. Delorme, Cinquièmes Journées d'Etudes Saturne, Mai 1989, page 52.
- 88) C. Guet, M. Soyeur, J. Bowlin and G. E. Brown, Nucl. Phys. **A494** (1989) 558.
- 89) V. Dmitriev, Phys. Lett. **226B** (1989) 219.
- 90) T. Udagawa, S. W. Hong and F. Osterfeld, Preprint Jülich (1989).
- 91) E. Oset, E. Shiino and H. Toki, Phys. Lett. **224B** (1989) 249.
- 92) A. B. Wicklund et al., Phys. Rev. **D 35** (1987) 2670.
- 93) C. L. Hollas et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 29.
- 94) G. Glass et al., Phys. Lett. **129B** (1983) 27.
- 95) A. D. Hancock et al., Phys. Rev. **C 27** (1983) 2742.
- 96) F. Wellers, Compte-rendu des Cinquièmes Journées SATURNE, 16-20 Mai 1989, page 27.
- 97) S. Mundigl and W. Weise, Phys. Rev. **C 39** (1989) 710.
- 98) J. Arvieux et al., Nucl. Inst. Meth. **A273** (1988) 48.